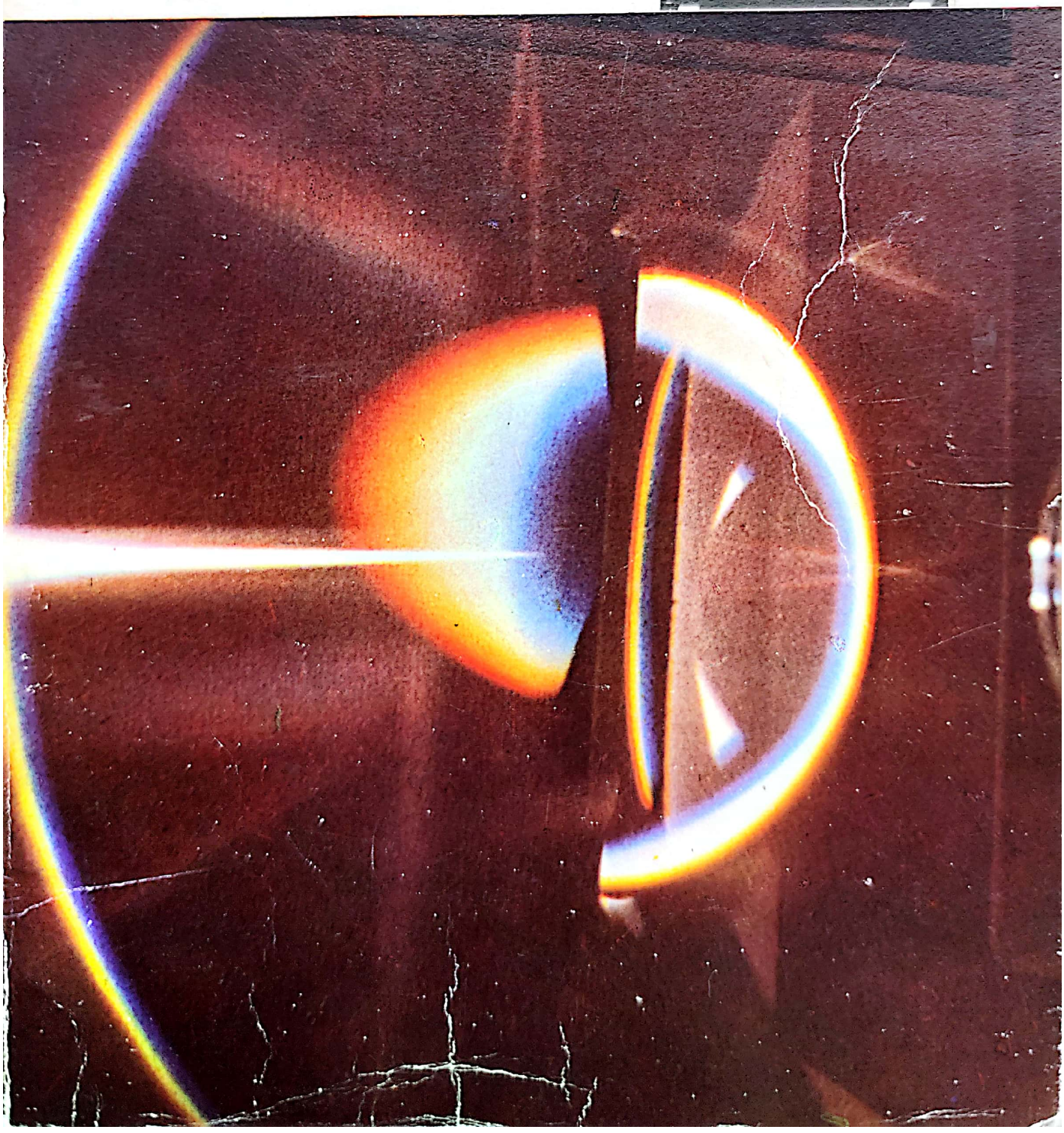
Toma Răduleț

Optica foto-cinematografică

Colecția FF FOTO FILM 28



Scanned with OKEN Scanner

Conf. ing. Toma Rădulețț

Optica foto-cinematografică

Elemente de optică fotografică

I

Colecția Foto-Film

Editura tehnică
București

Scanned with OKEN Scanner

Lucrarea tratează una dintre laturile esențiale ale tehnicii foto-cinematografice — obținerea imaginii optice în planul stratului fotosensibil din aparatul de luat vederi, fie el fotografic, de filmare sau cameră T.V., și utilizarea rațională a tuturor elementelor și sistemelor optice destinate acestui scop.

În prima parte a lucrării se prezintă atît fenomenele și legile generale care guvernează formarea imaginilor din punct de vedere geometric și fotometric cît și elementele de optică fotografică ce stau la baza construcției obiectivelor și a tuturor sistemelor optice utilizate în tehnica foto-cinematografică actuală. Partea a doua este consacrată caracteristicilor tehnice-calitative ale obiectivelor și utilizării acestora în vederea satisfacerii cerințelor de ordin tehnic și artistic în realizarea imaginii foto-cinematografice, criteriilor moderne pentru aprecierea calității imaginii și construcției obiectivelor.

În lucrare cititorii pot găsi răspuns la nenumărate probleme privind optica foto-cinematografică, care nu au fost încă prezentate și comentate în literatura noastră de specialitate, unele dintre ele nici chiar în literatura străină.

Lucrarea se adresează fotoamatorilor, cineamatorilor, fotografilor și operatorilor de imagine profesioniști și tuturor celor ce utilizează tehnicile audio-vizuale în cele mai diverse scopuri.

Control științific: prof. dr. docent RADU ȚIȚEICA
Redactor: arh. ILEANA NACU
Tehnoredactor: ELLY GORUN
Coperta colecției: VALENTIN VIȘAN

Bun de tipar: 28. II. 1977
Coli de tipar: 5. Tiraj: 21 500+75 ex. broșate
C.Z. 77.011

Intreprinderea poligrafică Sibiu
Șos. Alba Iulia nr. 40

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul

I

Introducere

1. Noțiunea de imagine

Definită în general, imaginea reprezintă reflectarea în conștiința noastră a lumii înconjurătoare.

Se știe că în terminologia de specialitate termenul „imagine" este atribuit imaginilor vizuale. Acest termen este foarte complex, multe dintre sensurile practice pe care le primește urmînd a fi definite în conținutul acestei lucrări.

Observația vizuală directă asupra unui fenomen determină în conștiința noastră o *imagine primară*, caracteristicile căreia se definesc în funcție de informațiile luminoase pe care ochiul le recepționează în timpul observației. Orice suport material pe care se înregistrează o imagine, cu scopul reproducerii ei ulterioare, devine o „memorie" a acesteia. Totalitatea modificărilor locale a parametrilor suportului, care pot fi de natură chimică, magnetică, mecanică, termoplastică etc., proporțional cu informațiile luminoase captate, constituie de fapt o *imagine intermediară* a fenomenului. Vizualizarea directă a imaginii intermediare, de exemplu a unei fotografii, sau vizualizarea acesteia prin alte mijloace, care determină în conștiința noastră imaginea primară, constituie o *imagine secundară*.

Condiția esențială ce se impune oricărui procedeu de înregistrare-redare a imaginii este aceea a reproducerii cît mai fidele a imaginii primare. Este evident că datorită erorilor cumulate în procesele tehnologice de înregistrare, de prelucrare a imaginilor intermediare și de redare a aces-

Scanned with OKEN Scanner

tora, nici un procedeu nu este capabil să reproducă imagini fidele fenomenului. Cu toate acestea, erorile cumulate în procesele amintite practic nu alterează calitatea imaginii, dacă ele nu depăşesc erorile proprii sistemului optic al ochiului.

Cu excepţia înregistrărilor holografice, toate metodele de înregistrare a imaginilor se bazează pe captarea acestora prin intermediul obiectivelor fotografice.

Obiectivul fotografic reprezintă un sistem optic destinat transferului informaţiilor luminoase ale fenomenului (obiectului) prin intermediul imaginii optice pe care acesta o formează în planul stratului fotosensibil din aparatul de luat vederi.

Cunoaşterea construcţiei şi a tuturor caracteristicilor obiectivului, ca prim element care determină formarea şi calitatea imaginii, capătă o importanţă practică deosebită. Pentru înţelegerea fenomenelor privind formarea imaginii, considerăm că trebuie dobîndite mai întîi cunoştinţele necesare din domeniul opticii.

Optica — ştiinţa despre lumină — poate fi divizată în trei părţi: optica geometrică, optica ondulatorie şi optica fotonică.

Optica geometrică este partea opticii care admite că în medii omogene lumina se propagă rectiliniu, avînd la bază noţiunile de punct luminos şi raze de lumină.

Optica ondulatorie priveşte lumina ca pe un fenomen ondulatoriu, respectiv ca pe un domeniu al undelor electromagnetice, explicînd unele fenomene specifice propagării undelor: interferenţa, difracţia şi polarizarea luminii.

Optica fotonică studiază lumina din punct de vedere energetic, privind-o ca pe un proces discontinuu, emisia, propagarea şi absorbţia făcîndu-se prin cuante de energie capabile să interacţioneze cu substanţa, energia cuantelor fiind proporţională cu frecvenţa undelor electromagnetice purtătoare.

Dacă optica geometrică stă la baza construcţiei obiectivelor foto-cinematografice, optica ondulatorie explică limitele acestor sisteme din punct de vedere al calităţii imaginii, iar optica fotonică vine să lămurească procesele fotoelectrice şi fotochimice. Prin urmare, obiectivul urmează a

Scanned with OKEN Scanner

fi studiat numai din punctele de vedere ale opticii geometrice şi ondulatorii. Dar optica geometrică fiind o particularizare a opticii ondulatorii (vezi introducerea la cap. II), este evident că lumina trebuie definită mai întîi ca fenomen ondulatoriu.

2. Lumina

În concepţia actuală, lumina constituie o anumită parte a energiei radiante[1], capabilă de a produce asupra ochiului senzaţii vizuale.

Energia luminoasă se datorează unor procese complexe ce apar în interiorul atomilor şi moleculelor, prin excitarea acestora cu energie exterioară: prin încălzirea corpurilor pînă la starea de incandescenţă, prin iradiere cu diverse radiaţii, ciocniri cu electroni acceleraţi etc. Fiecare atom excitat poate fi privit ca o sursă elementară ce emite în spaţiu energie luminoasă sub forma undelor electromagnetice, ansamblul atomilor excitaţi ai respectivei substanţe constituind de fapt o sursă de lumină.

a. *Mişcare ondulatorie*

Orice particulă în stare de vibraţie acţionează asupra particulelor învecinate şi, transferîndu-le o anumită cantitate de energie, le transpune în aceeaşi stare de vibraţie. Desfăşurat în timp şi spaţiu, transferul de energie de la o particulă la alta în conformitate cu vibraţia particulei P, excitate iniţial (fig. I.1), formează o undă.

Un exemplu elementar îl constituie formarea undei la suprafaţa unei ape liniştite în care cade un corp greu.

Mărimile specifice mişcării ondulatorii sînt perioada, frecvenţa, viteza de propagare, lungimea de undă şi amplitudinea.

Perioada T este timpul corespunzător unei oscilaţii complete; frecvenţa ν reprezintă numărul de oscilaţii ce se produc într-o secundă; viteza de propagare v constituie spa-

[1] Energie ce se propagă prin intermediul undelor electromagnetice.

Scanned with OKEN Scanner

ţiul parcurs de undă în unitatea de timp; lungimea de undă λ este distanţa dintre două puncte consecutive care se găsesc în aceeaşi stare de oscilaţie, cu trecerea mişcării în acelaşi sens; amplitudinea a este devierea maximă a particulei

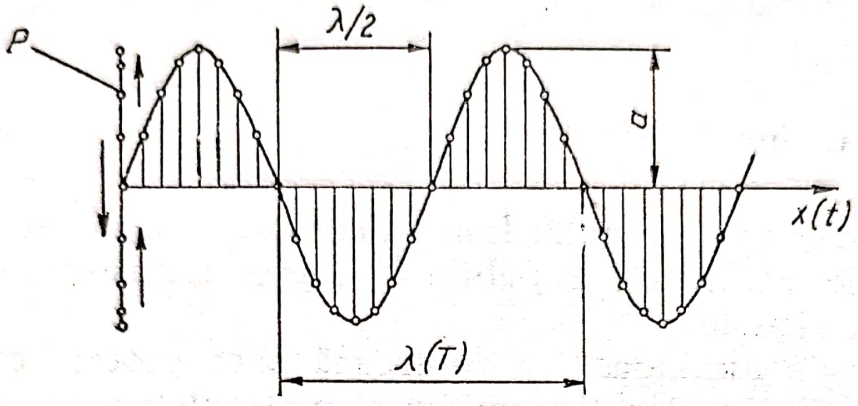


Fig. I.1. Formarea undei.

sau a stării fenomenului ondulatoriu faţă de starea de echilibru.

Deoarece frecvenţa este în relaţie inversă cu perioada, respectiv $\nu = \frac{1}{T}$, lungimea de undă corespunde expresiei:

$$\lambda = v\ T = \frac{v}{\nu} \qquad (I.1)$$

Ţinînd seama că viteza de propagare depinde de natura mediului, o aceeaşi undă îşi schimbă lungimea de undă la trecerea dintr-un mediu în altul.

b. *Spectrul radiaţiilor electromagnetice*

O undă electromagnetică prezintă două mărimi variabile ce se condiţionează reciproc: cîmpul electric $\vec{E}$ şi cîmpul magnetic $\vec{H}$. Cele două mărimi variabile sînt perpendiculare una faţă de alta şi oscilează în aceeaşi fază (fig. I.2).

De la o sursă punctiformă fenomenul electromagnetic se propagă în toate direcţiile sub forma undelor sferice (vezi fig. I.4, *a*), pe orice direcţie avînd oscilaţii ca în fig. I.2.

Şirul neîntrerupt al radiaţiilor de diverse lungimi de undă formează spectrul radiaţiilor electromagnetice, cuprins într-un interval extrem de vast (fig. I.3).

Scanned with OKEN Scanner

Indiferent de natura şi însuşirile lor, toate radiaţiile spectrului undelor electromagnetice se bucură de o proprietate comună: în vid ele au aceeaşi viteză de propagare, egală cu viteza luminii: $C=299792{,}9$ km/s $\approx 3 \cdot 10^8$ m/s.

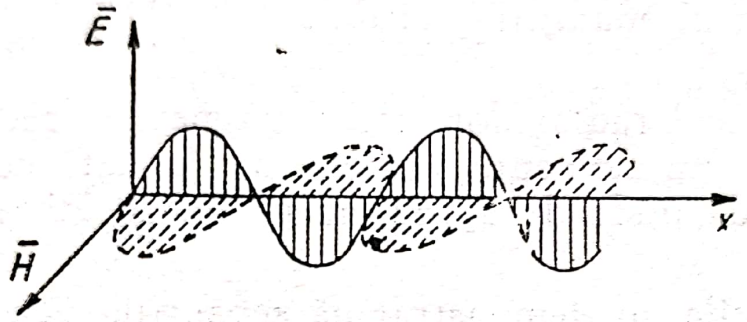


Fig. I.2. Undă electromagnetică.

Spectrul radiaţiilor electromagnetice		Spectrul radiaţiilor vizibile		
Denumirea	Lungimea de undă (m)	Culoarea	λ (nm)	Linii importante *
Radiaţiile curentului alternativ de joasă frecvenţă	10^6	Infraroşu	800	
Undele radiofonice	10^4		750	A 759,38
	10^2	Roşu	700	B 686,72
	10^0		650	C 656,28
Undele ultrascurte	10^{-2}	Portocaliu	600	D 589,3
Radiaţiile infraroşii	10^{-4}	Galben		
Radiaţiile spectrului vizibil	10^{-6}	Verde	550	E 527
Radiaţiile ultraviolete	10^{-8}	Albastru	500	F 486,13
Radiaţiile Röntgen	10^{-10}	Indigo	450	G 430,87
	10^{-12}	Violet	400	H 396,85
Radiaţiile δ	10^{-14}	Ultraviolet	350	

Fig. I.3. Spectrul radiaţiilor electromagnetice şi spectrul vizibil. Explicaţii sînt date la paginile. 9, 47 şi 48.

Scanned with OKEN Scanner

Toate radiaţiile, începînd cu infraroşul situat în apropierea spectrului vizibil, produc efecte fotoelectrice şi fotochimice.

c. *Spectrul radiaţiilor vizibile*

În spectrul radiaţiilor electromagnetice, radiaţiile vizibile ocupă un domeniu extrem de îngust, cuprins între lungimile de undă de aproximativ 400 şi 760 nm (1 nm= 10^{-9} m).

Cercetările au demonstrat că senzaţiile vizuale, efectul fotoelectric, cît şi cel fotochimic, sînt determinate numai de oscilaţia cîmpului electric, intensitatea luminoasă fiind proporţională cu patratul amplitudinii acestei oscilaţii. De aceea, pentru caracterizarea oscilaţiei luminoase se consideră o singură variabilă.

Ca sursă elementară atomul nu emite lumină continuu, ci sub forma unor grupuri (trenuri) de unde, într-un timp extrem de scurt, de circa 10^{-8} s. Ştiind că viteza luminii în vid este de $3 \cdot 10^8$ m/s, rezultă că lungimea fiecărui grup de unde este de circa $3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8}=3$ m. În fiecare grup lumina prezintă o singură frecvenţă, deci este *monocromatică*, iar oscilaţiile luminoase se produc într-un singur plan, deci este şi *polarizată liniar*. Deoarece atomii surselor obişnuite emit independent grupuri de unde cu diverse frecvenţe şi cu oscilaţii în plane diferite, rezultă că lumina naturală (solară) cît şi cea emisă de sursele artificiale cu incandescenţă prezintă oscilaţii într-o infinitate de plane, deci nu este nici monocromatică şi nici polarizată.

Lumina monocromatică sau cea delimitată de o zonă foarte îngustă a spectrului vizibil determină senzaţia de culoare pură, pe cînd lumina ce conţine toate radiaţiile spectrului vizibil, de egală intensitate, determină senzaţia de lumină albă.

În cazul surselor incandescente compoziţia spectrală a luminii depinde de temperatura sursei. La temperaturi relativ joase în spectru predomină culorile roşu-portocaliu, iar pe măsură ce temperatura creşte culoarea devine albă. De aceea, pentru a cunoaşte structura radiaţiei, ceea ce este

Scanned with OKEN Scanner

deosebit de important, mai ales pentru fotografia în culori, fiecărei surse i se prescrie o anumită temperatură de excitație, numită temperatură de culoare.

Temperatura de culoare a unei surse de lumină este temperatura de excitație a unui corp absolut negru la care acesta radiază lumină de structură identică cu cea a sursei considerate. Un corp absolut negru este corpul capabil de a absorbi în întregime toate radiațiile ce cad asupra lui. Temperatura de culoare se exprimă în grade absolute (grade Kelvin) sau în mired.

$$\text{Numărul mired} = \frac{10^6}{\text{nr.de grade Kelvin}}.$$

În cazul fotografierii sau filmării în culori, pentru a aduce temperatura de culoare a luminii existente la cea pentru care emulsia fotosensibilă este balansată, se utilizează filtre speciale de corecție.

Spre deosebire de spectrul continuu al surselor cu incandescență pe bază de filament metalic, corpurile gazoase aduse la starea de incandescență prezintă spectre de linii formate din linii monocromatice înguste, colorate.

Spectrul luminii solare prezintă, de asemenea, numeroase linii înguste întunecate, numite *linii Fraunhofer*, datorate absorbției unor radiații de către diversele elemente chimice din învelișurile gazoase ale soarelui. Cîteva dintre liniile Fraunhofer mai importante sînt marcate în spectrul radiațiilor vizibile (fig. I.3) cu litere majuscule.

Sub aspectul percepției vizuale, trebuie reținut faptul că omul vede natura înconjurătoare în diversele culori nu pentru că obiectele ar avea o culoare în sine, ci pentru că acestea absorb unele radiații ale luminii cu care sînt iluminate, iar pe altele le reflectă, devenind surse secundare. Prin urmare, senzația de culoare a unui corp iluminat cu lumină albă este determinată de structura spectrală a luminii pe care acesta o reflectă sau o transmite prin el. Culoarea corpurilor depinde, evident, și de structura luminii incidente. Astfel, un corp alb care reflectă în egală măsură toate radiațiile spectrului vizibil va căpăta culoarea luminii cu care acesta este iluminat.

Scanned with OKEN Scanner

d. *Interferența luminii*

Interferența este fenomenul de interacțiune a undelor *coerente*, respectiv a undelor ce oscilează cu aceeași frecvență și în aceeași fază, sau cu o diferență de fază constantă în timp.

Se precizează că sursele de lumină independente nu sînt coerente, deoarece, emițînd în impulsuri, fazele undelor sînt oarecare și nu au diferență de fază constantă în timp. De aceea, pentru a obține surse coerente se apelează la diverse dispozitive optice prin care se obțin imagini identice ale aceleiași surse monocromatice [1.2][1]. Pentru evidențierea interferenței să considerăm metoda lui Young (fig. I.4, *a*).

În conformitate cu principiul lui Huygens, orice punct din spațiu în care a ajuns frontul de undă poate fi privit ca o sursă independentă de noi unde sferice. În virtutea acestui principiu, dacă S este o sursă monocromatică, fanta S' devine o nouă sursă, fantele S'' constituind două surse coerente. Dacă fiecare sursă luată separat produce o ilumi-

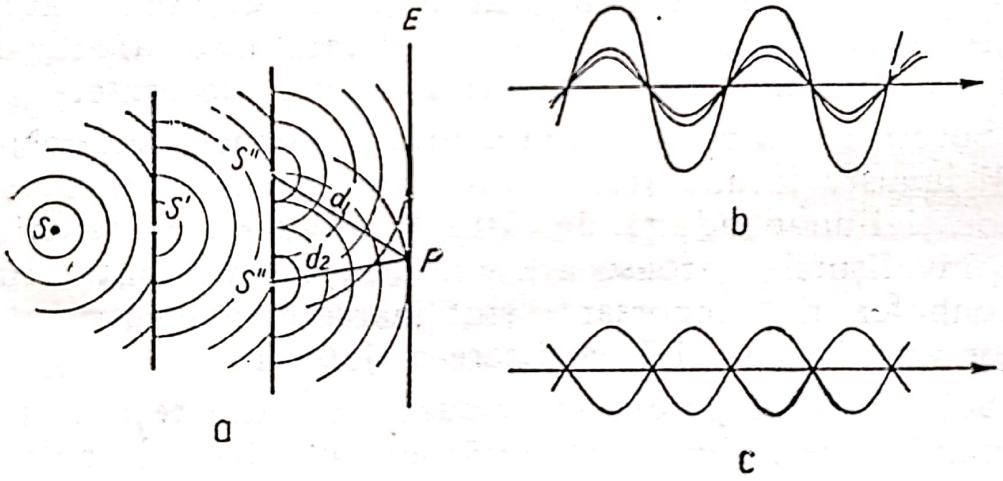


Fig. I.4. Interferența luminii:
a — dispozitivul lui Young; *b* — condiția de maxim; *c* — condiția de minim.

nare uniformă a ecranului E, prin iluminarea simultană de către cele două surse, pe ecran apar benzi alternativ luminoase și întunecate, numite franje de interferență. Aceasta denotă că în funcție de anumiți factori, în fiecare punct P din spațiu undele se amplifică sau se slăbesc reciproc. Prin

[1] Vezi lucrările 1 și 2 din lista bibliografică.

Scanned with OKEN Scanner

urmare, prin interferență două unde coerente formează o nouă undă, amplitudinea căreia depinde de diferența de fază dintre undele componente și de unghiul dintre planele de vibrație ale acestora. Dintr-o multitudine de cazuri specifice [3] reținem două mai importante.

● Prin interferență *undele se intensifică la maxim*, deci produc o iluminare maximă dacă acestea oscilează în același plan și în aceeași fază (fig. I.4, *b*), diferența de drum dintre surse și punctul de întîlnire considerat fiind egală cu un număr par de semilungimi de undă, respectiv:

$$\Delta d = d_1 - d_2 = 2K\frac{\lambda}{2}, \qquad (I.2)$$

unde: $K=0; 1; 2; 3; \ldots N$ caracterizează ordinul de interferență.

În acest caz amplitudinea undei rezultante este egală cu suma amplitudinilor undelor componente.

● Prin interferență *undele se slăbesc reciproc* și produc o iluminare minimă dacă oscilează în același plan dar în contrafază (fig. I.4, *c*), diferența de drum dintre surse și punctul de întîlnire considerat fiind egală cu un număr impar de semilungimi de undă:

$$\Delta d = d_1 - d_2 = (2K+1)\frac{\lambda}{2}. \qquad (I.3)$$

În acest caz amplitudinea undei rezultante este egală cu diferența dintre amplitudinile undelor componente, iar dacă acestea sînt egale efectul undelor componente se anulează total, iluminarea în punctul de interferență fiind nulă.

Straturi de interferență utilizate în optica fotografică

Dacă pe suprafața sticlei se depune un strat transparent foarte subțire (fig. I.5), pe fața frontală a acestuia se vor întîlni undele reflectate de pe ambele fețe, producînd fenomene de interferență.

Pentru a obține maxime de interferență, ceea ce determină *intensificarea luminii reflectate*, este necesar ca diferența de drum optic (vezi cap. II.2, a.) dintre razele reflectate I și II să fie egală cu un număr par de semilungimi de undă.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă pentru simplitate se neglijează înclinația razelor, această condiție corespunde expresiei:

$$\Delta d = 2\, g\, n_p = 2\, K \frac{\lambda}{2} = K\, \lambda \qquad (I.4)$$

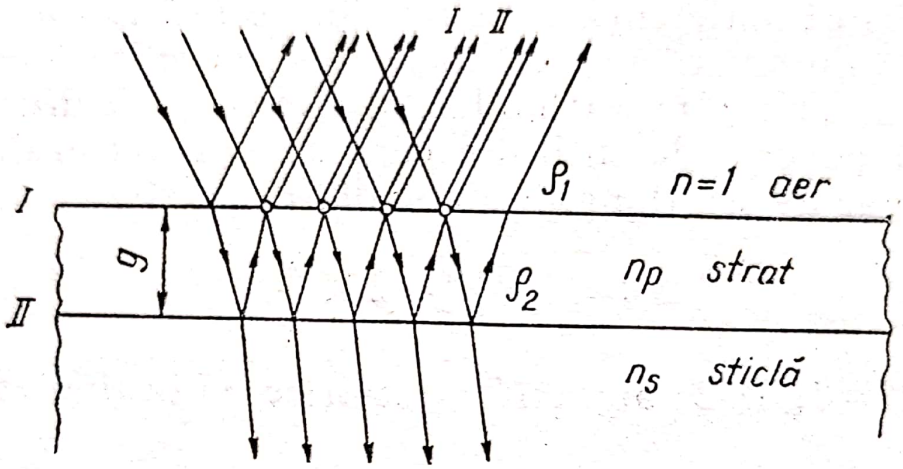


Fig. I.5. Strat de interferență.

în care: g este grosimea stratului și n_p — indicele de refracție al acestuia.

De aici rezultă că grosimea unui strat reflectant trebuie să fie:

$$g = \frac{K\, \lambda}{2\, n_p}. \qquad (I.5)$$

Pentru reducerea luminii reflectate se impune condiția minimului de interferență, respectiv:

$$\Delta d = 2\, g\, n_p = (2\, K + 1)\, \frac{\lambda}{2}. \qquad (I.6)$$

În acest caz grosimea stratului trebuie să fie:

$$g = \frac{(2\, K + 1)\, \lambda}{4\, n_p}. \qquad (I.7)$$

O eficiență maximă a acestor straturi se obține numai dacă amplitudinile undelor reflectate care interferă sînt egale, ceea ce impune egalitatea coeficienților de reflexie la ambele fețe, $\rho_1 = \rho_2$ (vezi cap. II. 3).

Pe baza expresiei (II.8) avem:

$$\left(\frac{n_p - 1}{n_p + 1}\right)^2 = \left(\frac{n_s - n_p}{n_s + n_p}\right)^2,$$

Dacă pentru simplitate se neglijează înclinația razelor, această condiție corespunde expresiei:

$$\Delta d = 2\, g\, n_p = 2\, K \frac{\lambda}{2} = K\, \lambda \qquad (I.4)$$

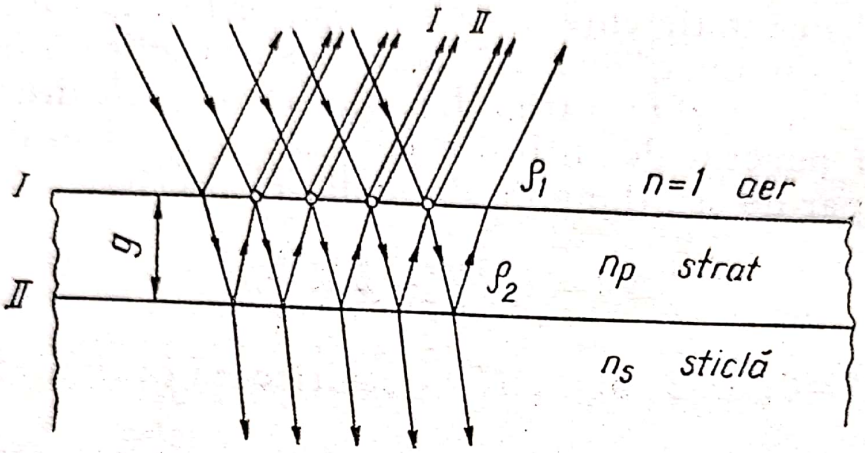


Fig. I.5. Strat de interferență.

în care: g este grosimea stratului și n_p — indicele de refracție al acestuia.

De aici rezultă că grosimea unui strat reflectant trebuie să fie:

$$g = \frac{K\, \lambda}{2\, n_p}. \qquad (I.5)$$

Pentru reducerea luminii reflectate se impune condiția minimului de interferență, respectiv:

$$\Delta d = 2\, g\, n_p = (2\, K + 1)\, \frac{\lambda}{2}. \qquad (I.6)$$

În acest caz grosimea stratului trebuie să fie:

$$g = \frac{(2\, K + 1)\, \lambda}{4\, n_p}. \qquad (I.7)$$

O eficiență maximă a acestor straturi se obține numai dacă amplitudinile undelor reflectate care interferă sînt egale, ceea ce impune egalitatea coeficienților de reflexie la ambele fețe, $\rho_1 = \rho_2$ (vezi cap. II. 3).

Pe baza expresiei (II.8) avem:

$$\left(\frac{n_p - 1}{n_p + 1}\right)^2 = \left(\frac{n_s - n_p}{n_s + n_p}\right)^2,$$

de unde rezultă că indicele de refracție al stratului n_p trebuie să fie:

$$n_p = \sqrt{n_s}, \tag{I.8}$$

unde: n_s este indicele de refracție al sticlei.

În ultimele decenii tehnica straturilor interferențiale a căpătat o dezvoltare deosebită.

Pe condiția maximului de interferență se bazează tehnologia realizării oglinzilor semitransparente ce constituie filtre de selecție spectrală (filtre dicroice), utilizate în tehnologia copierilor color prin metoda aditivă. Acestea elimină deficiențele filtrelor de absorbție ce prezintă mari pierderi de lumină și o selectivitate spectrală insuficientă. Pe condiția de minim se bazează tratarea suprafețelor lentilelor în contact cu aerul în vederea reducerii luminii reflectate, determinînd mărirea transparenței obiectivelor și îmbunătățirea substanțială a contrastului imaginii.

Este evident că amplificarea maximă sau anularea totală a luminii reflectate se produce numai pentru culoarea corespunzătoare lungimii de undă considerate, iar pe măsura îndepărtării de la aceasta efectul se micșorează treptat. De aceea, în funcție de zona spectrală ce trebuie acoperită, astăzi se apelează la tratarea suprafețelor cu straturi interferențiale multiple. Astfel, pentru întreaga gamă a spectrului vizibil s-a ajuns la tratarea cu șapte straturi, corespunzătoare celor șapte culori convenționale ale spectrului.

e. *Difracția luminii*

Difracția este fenomenul de deviere aparentă a luminii de la propagarea rectilinie în cazul trecerii la marginile contururilor opace.

Fenomenul se manifestă pregnant mai ales la trecerea luminii prin orificii foarte mici. Într-un asemenea caz, pe un ecran situat în spatele orificiului, în locul unei pete luminoase bine conturate ce ar trebui să apară la trecerea unui fascicul de lumină paralel, va apare o pată de lumină de dimensiuni mult mai mari, constituită din alternanțe luminoase și întunecate (fig. I.6).

Difracția se explică prin intermediul principiului lui Huygens, conform căruia sursele elementare situate la

Scanned with OKEN Scanner

marginea conturului formează unde semisferice care depăşesc limita orificiului, deci o parte din lumină deviază în umbră.

Apariţia alternanţelor luminoase şi întunecate în pata de difracţie a fost explicată de către Fresnel [1], care a

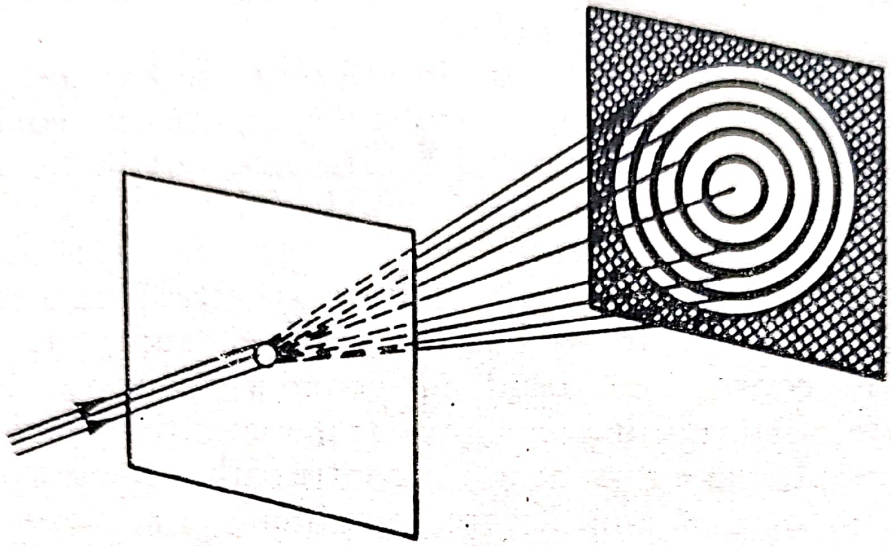


Fig. I.6. Pată de difracţie.

demonstrat că iluminarea oricărui punct din spaţiu este rezultatul interferenţei oscilaţiilor luminoase care ajung în punctul respectiv de la sursele elementare situate pe frontul de undă la nivelul conturului opac.

Ca rezultat al difracţiei şi interferenţei, în cazul unui obstacol constituit dintr-un semiplan (fig. I.7), 20% din energia luminoasă a undei plane neobturate se strecoară în umbră, iar în zona iluminată, în locul unei iluminări uniforme apar franje alternativ mai luminoase şi mai întunecate ce se pierd treptat pe măsură ce creşte distanţa de la margine. Umbra va fi cu atît mai confuză cu cît aceasta este mai depărtată de contur.

Difracţia în obiective

Datorită difracţiei şi interferenţei luminii, chiar şi un obiectiv ideal, lipsit de orice aberaţii geometrice, redă imaginea unui punct obiect nu ca pe o imagine punctiformă, ci sub forma unei pete de difracţie (discul lui Airy) constituite dintr-o pată luminoasă centrală înconjurată de inele concentrice alternativ luminoase şi întunecate (fig. I.8).

Scanned with OKEN Scanner

Deoarece 84% din energia luminoasă E este concentrată în pata centrală, practic inelele concentrice pot fi neglijate, astfel încît definiţia imaginii unui punct obiect va fi caracterizată de diametrul petei centrale delimitate de primul

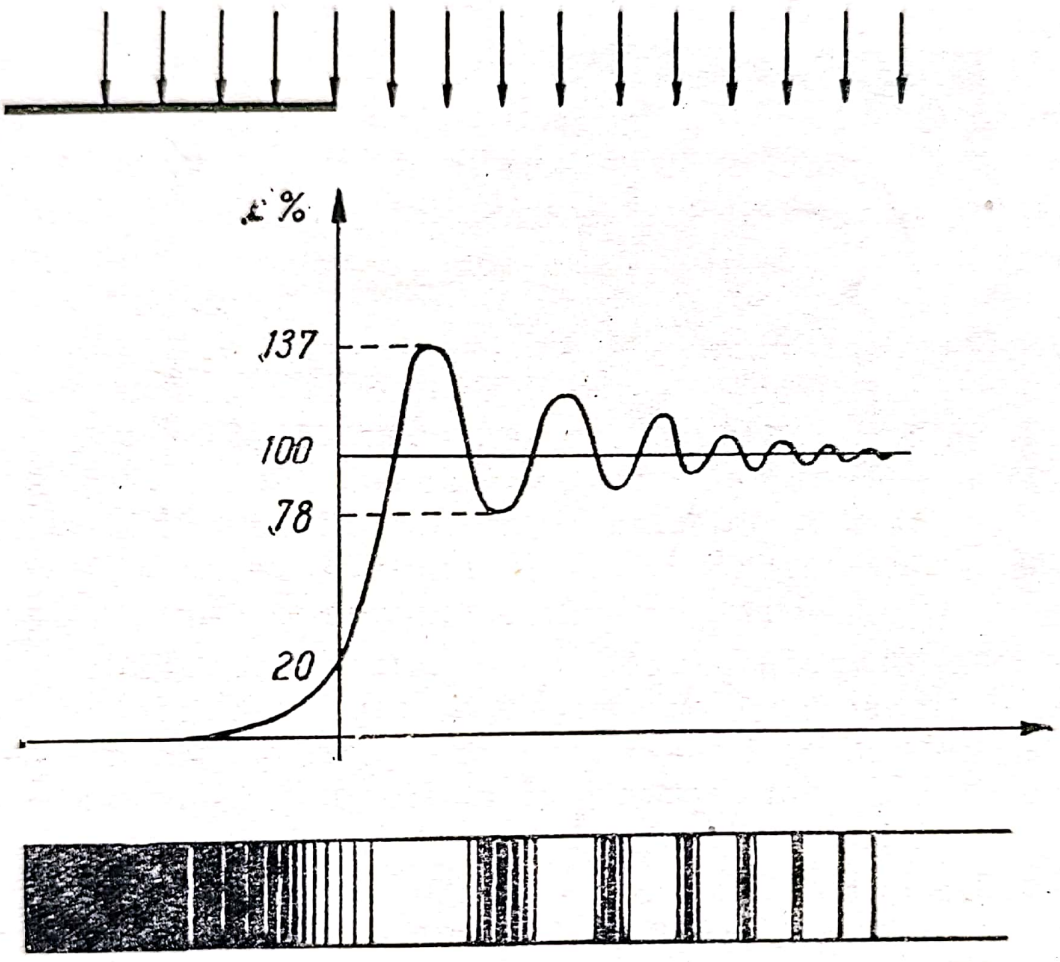


Fig. I.7. Difracţia la un semiplan.

inel întunecat. Calculele [1] arată că pentru un punct obiect situat la infinit diametrul primului inel întunecat este:

$$D' = 2{,}44 \frac{\lambda}{d} f \qquad (I.9)$$

unde: λ este lungimea de undă a luminii folosite; f — distanţa focală a obiectivului şi d — diametrul pupilei de intrare a obiectivului (vezi cap. IV, 1).

Datorită scăderii accentuate a iluminării de la centrul spre marginea petei centrale, vizual aceasta pare mai mică, din care cauză diametrul imaginii unui punct obiect poate

Scanned with OKEN Scanner

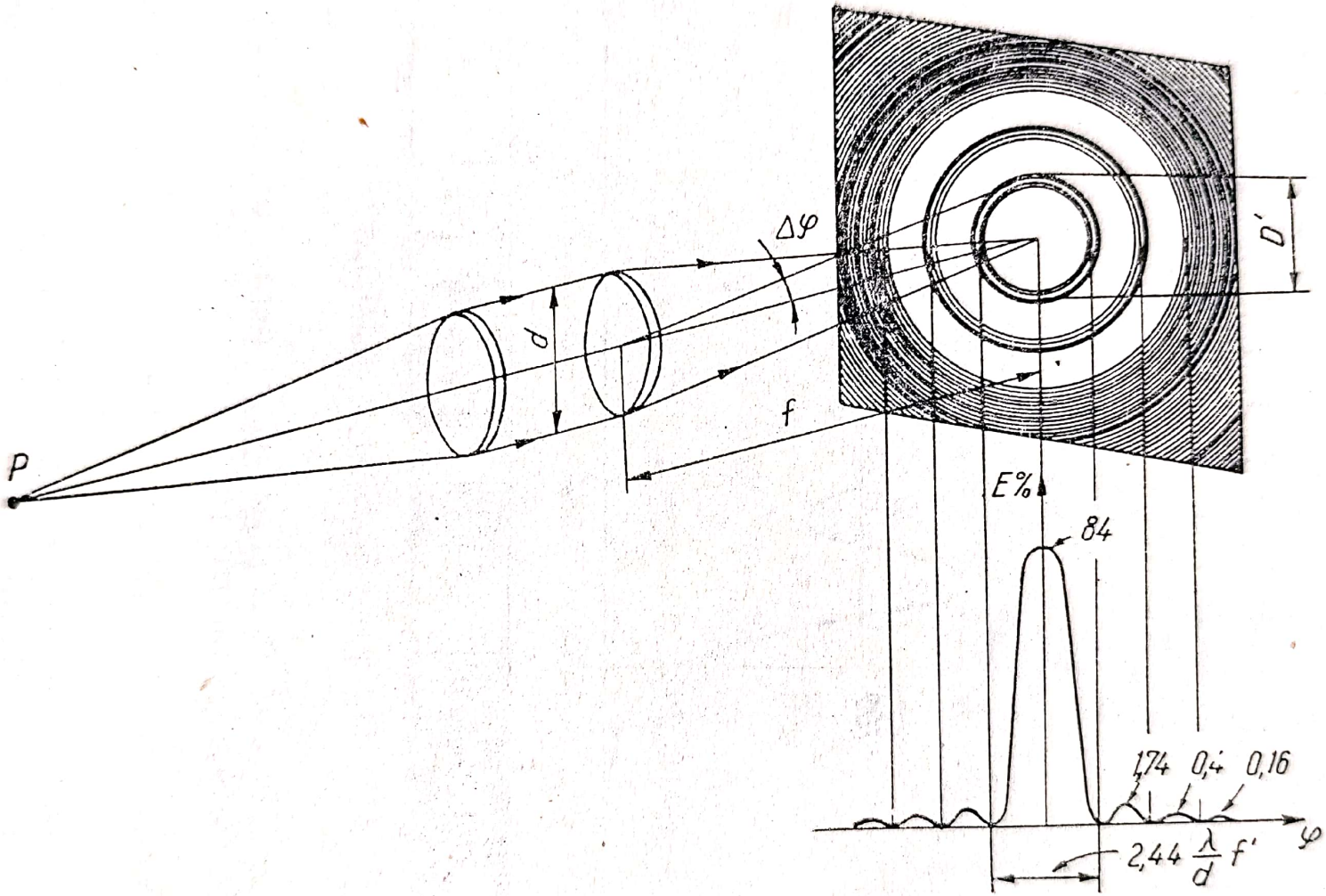


Fig. I.8. Difracția într-un obiectiv.

fi considerat ca jumătate din diametrul primului inel întunecat. Cum raportul $\frac{f}{d}$ reprezintă indicele de diafragmă N, acest diametru poate fi considerat:

$$D'_i = 1{,}22 \frac{\lambda}{d} f = 1{,}22 \lambda N. \qquad (I.10)$$

Este evident că definiția imaginii va fi cu atît mai bună, cu cît diametrul petei de difracție va fi mai mic.

În concluzie, rezultă că din punct de vedere al opticii ondulatorii calitatea imaginii este mai bună pentru zona albastră-indigo a spectrului vizibil și pentru deschideri mari ale obiectivului. De exemplu, pentru lungimea de undă $\lambda = 555$ nm, situată la mijlocul spectrului vizibil, la diafragma $N = 2$, imaginea unui punct obiect va avea diametrul $D'_i = 0{,}0013$ mm, pe cînd la diafragma 22 acesta va crește pînă la 0,015 mm. În realitate, la deschideri maxime calitatea imaginii este limitată de aberațiile remanente, iar la deschideri mici — de fenomenele de difracție.

Din motivele arătate, imaginile obținute prin intermediul obiectivelor clasice nu conțin toate informațiile despre obiect. În plus, percepția volumelor și a spațiului în imaginea monoculară se datorează în principal desenului de perspectivă obținut în planul stratului fotosensibil.

Dacă pentru obiectivele clasice interferența și difracția sînt fenomene care limitează calitatea imaginii, optica ondulatorie oferă azi posibilitatea obținerii unor imagini integrale, tridimensionale, cu informații precise, prin intermediul holografiei, descoperită de către fizicianul Gabor în anul 1948.

f. *Principiul holografiei*

Prin intermediul unei oglinzi semitransparente, fasciculul paralel al unei surse laser (sursă de lumină monocromatică) este divizat în două: un fascicul de referință U_1, ce iluminează direct materialul fotosensibil, și un fascicul U_2 care iluminează obiectul holografiat (fig. I.9, *a*). În acest caz relieful obiectului determină fazele cu care undele reflectate ajung pe suprafața materialului fotosensibil. Ca rezultat

al interferenței undelor reflectate de către fiecare punct al obiectului cu unda de referință, pe placa fotosensibilă H se formează holograma obiectului.

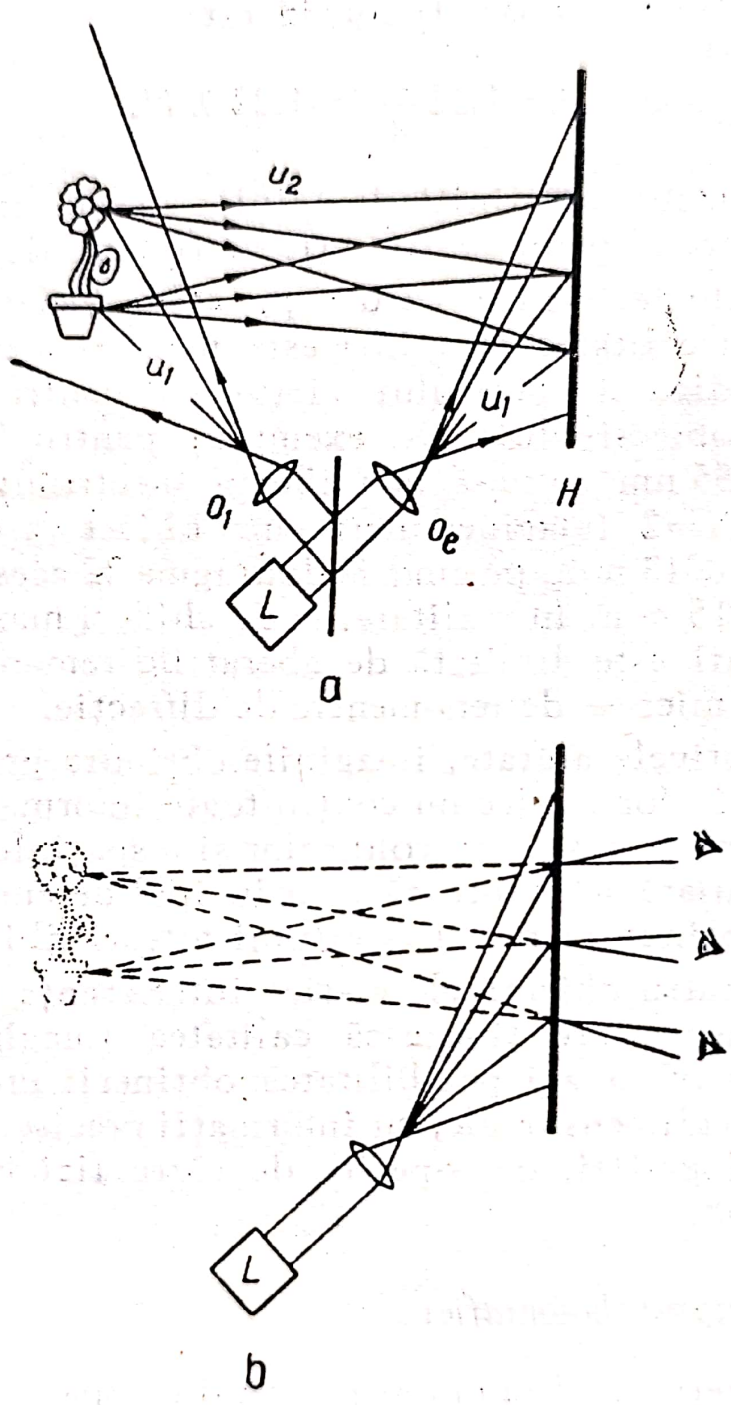


Fig. I.9. Principiul holografiei:
a — fotografierea; *b* — vizualizarea.

Privită în lumină naturală, holograma nu prezintă nici o semnificație. Iluminată însă cu fasciculul de referință, aceasta acționează ca o rețea de difracție ce reconstituie

Scanned with OKEN Scanner

imaginea fidelă a obiectului (relief total, redarea perfectă a culorilor etc.) ce corespunde riguros realității, din orice unghi de privire al hologramei (fig. I.9, *b*). Din figură se observă că fiecare element al hologramei conține informația întregului obiect, astfel încît dacă aceasta se divide în bucăți, fiecare bucată reproduce aceeași imagine, evident, însă, că unghiul de cuprindere al spațiului perceput se micșorează în mod corespunzător. Din acest motiv deteriorările locale ale hologramei nu prezintă nici o importanță.

Fără îndoială că perfecționarea tehnicii holografice va asigura, fotografiei și cinematografiei viitorului, noi posibilități de exprimare. Amănunte despre holografie se pot găsi în lucrările [4; 5; 6].

3. Noțiuni de fotometrie. Mărimi și unități de măsură fotometrice

Din definiția generică a luminii — energia radiantă capabilă de a produce senzații vizuale — nu rezultă cît de mare este intensitatea senzațiilor luminoase determinate de diversele radiații cuprinse în intervalul spectrului vizibil. Răspunsul la această întrebare îl dă partea opticii numită „fotometrie".

Dacă fluxul de energie luminoasă, caracterizat prin puterea radiației, este egal pe toată întinderea spectrului, se constată că intensitatea senzației luminoase se schimbă în funcție de lungimea de undă. Pentru același flux energetic senzația de maximă intensitate luminoasă este provocată de radiația galben-verde, cu lungimea de undă de 555 nm, situată la mijlocul spectrului vizibil. De o parte și de alta a acestei lungimi de undă senzația luminoasă scade în intensitate și dispare complet la lungimile de undă aproximativ egale cu 760 nm din domeniul roșu și 400 nm din domeniul violet (fig. I.10).

Deoarece sensibilitatea spectrală a ochiului prezintă variații individuale sensibile, practic se consideră sensibilitatea medie relativă a „observatorului de referință fotometrică" obținută în urma cercetării subiective a unui mare număr de observatori.

Scanned with OKEN Scanner

Din cele de mai sus rezultă că pentru aprecierea eficacității vizuale a energiei luminoase trebuie utilizate mărimi și unități de măsură fotometrice.

● **Fluxul luminos** Φ este mărimea fotometrică ce caracterizează capacitatea fluxului de energie luminoasă de a produce senzații vizuale. Cu alte cuvinte, fluxul luminos este puterea radiației apreciată după senzația luminoasă pe care o produce asupra ochiului.

Din aceste definiții rezultă că fluxul luminos ar putea fi considerat ca o mărime fotometrică fundamentală. Cu toate acestea din motive de etalonare, unitatea de măsură a fluxului luminos — lumenul (lm) — se definește în funcție de unitatea de măsură a intensității luminoase — candela.

Eficacitatea luminoasă spectrală a unei anumite radiații se caracterizează prin raportul dintre fluxul luminos Φ_λ considerat în lumeni și puterea respectivei radiații P_λ, considerată în wați.

$$K_\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{P_\lambda}\left[\frac{\text{lm}}{\text{w}}\right].$$

Eficacitatea luminoasă este maximă pentru radiația galben-verde cu lungimea de undă $\lambda = 556$ nm, avînd valoarea $K_{mx} \approx 680 \frac{\text{lm}}{\text{w}}$ și scade treptat spre extremitățile spectrului vizibil. Pentru radiațiile cu lungimile de undă $\lambda \approx$ ≈ 400 nm și $\lambda \approx 760$ nm, situate la extremitățile spectrului vizibil, eficacitatea luminoasă devine nulă.

Sensibilitatea spectrală a ochiului se caracterizează prin eficacitatea luminoasă relativă spectrală definită prin raportul dintre eficacitatea luminoasă a respectivei radiații și eficacitatea luminoasă maximă:

$$V_\lambda = \frac{K_\lambda}{K_{mx}}.$$

Variația eficacității luminoase spectrale relative în funcție de lungimea de undă definește funcția de sensibilitate spectrală a ochiului (fig. I.10).

La fluxuri energetice mici, corespunzătoare vederii crepusculare, sensibilitatea maximă se deplasează spre zona albastră a spectrului (efectul lui Purkinje).

Scanned with OKEN Scanner

Din cele de mai sus, rezultă că un flux de energie luminoasă constant determină un flux luminos caracterizat de aria suprafeței situate sub curba sensibilității spectrale a ochiului.

Pentru aproximarea mărimii lumenului reținem cîteva exemple: la sol, pe timp însorit de vară, pe o suprafață de

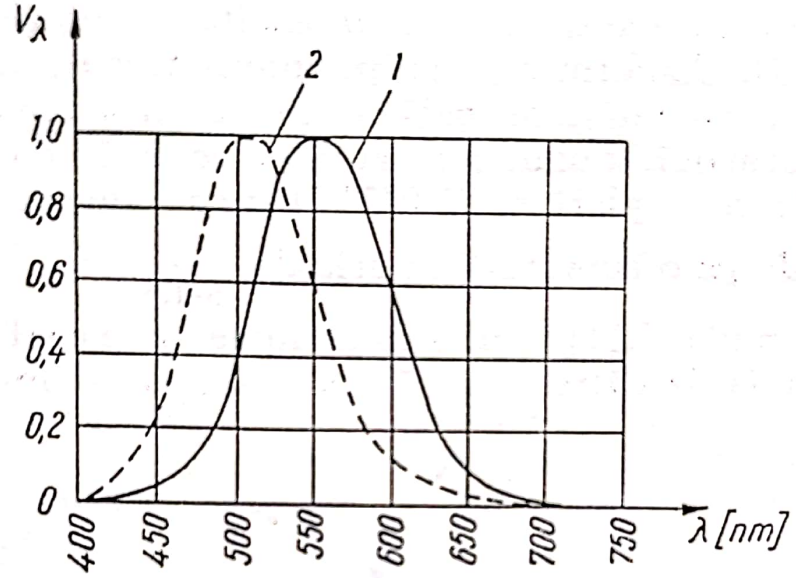


Fig. I.10. Funcția de sensibilitate spectrală a ochiului:
1 — pentru vederea de zi; 2 — pentru vederea crepusculară.

1 cm² cade un flux de 10 lm: noaptea cu lună plină, pe o suprafață de 5 m² cade un flux de 1 lm; o lampă cu incandescență ordinară de 100 W emite un flux de 1 600 lm, o lampă de proiecție de 1 000 W — 22 800 lm, iar una de 1 000 W cu ciclu halogen — 31 000 lm.

● **Intensitatea luminoasă** I este mărimea ce caracterizează densitatea spațială a fluxului luminos într-o anumită direcție și se definește prin raportul dintre fluxul luminos $d\Phi$ și unghiul solid (spațial) $d\omega$ în interiorul căruia acest flux se propagă (fig. I.11).

Intensitatea luminoasă a surselor în diverse direcții fiind diferită, practic trebuie considerat un unghi solid $d\omega$ cît mai mic, deci:

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \qquad (I.11)$$

Unghiul solid se măsoară în steradiani (sr), un steradian fiind egal cu unghiul la vîrf al unui con cu vîrful în centrul

Scanned with OKEN Scanner

unei sfere, ce secţionează pe suprafaţa acesteia o arie egală cu patratul razei, respectiv:

$$d\,\omega = \frac{d\,S}{r^2}. \qquad (I.12)$$

Întrucît suprafaţa sferei este $S = 4\,\pi\,r^2$, acesteia îi corespunde unghiul solid: $\omega = 4\,\pi = 12{,}56$ sr.

Unitatea de măsură pentru intensitatea luminoasă este candela (cd). Conform etalonului internaţional, adoptat în anul 1960, o candelă este egală cu intensitatea luminoasă pe direcţia normalei, a unui corp absolut negru la temperatura de solidificare a platinei (2 042°K) şi presiunea de 101 325 $\frac{\text{Newtoni}}{\text{m}^2}$, de pe o suprafaţă cu aria de $\frac{1}{6 \cdot 10^5}\,\text{m}^2$.

Din formula (I.11) rezultă că un lumen este egal cu fluxul luminos emis de către o sursă punctiformă cu intensitatea

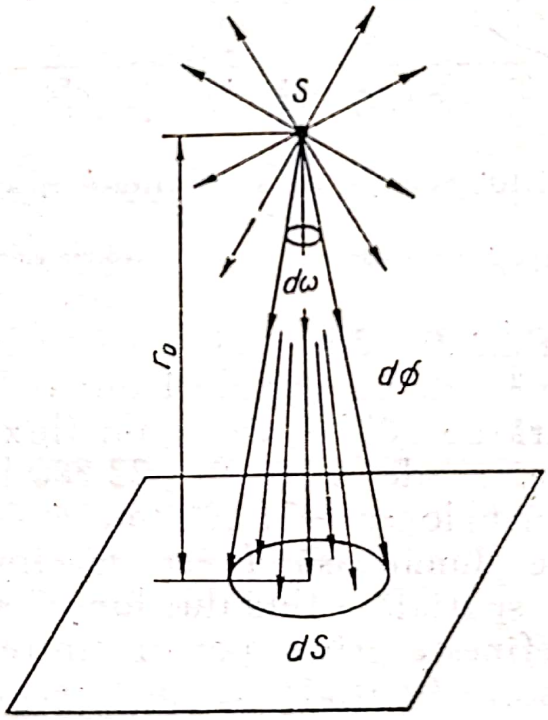


Fig. I.11. Intensitatea luminoasă şi iluminarea normală.

luminoasă de o candelă, în interiorul unui unghi solid de un steradian.

Pentru exemplificare reţinem că în direcţia orizontală, o lampă obişnuită de 100 W are o intensitate luminoasă de aproximativ 90 cd şi una de 500 W — aproximativ 1 700 cd.

Scanned with OKEN Scanner

Mărirea intensității luminoase pe direcția subiectului iluminat se obține, evident, prin montarea surselor de lumină în diverse corpuri de iluminat.

● **Iluminarea** E este mărimea ce caracterizează densitatea fluxului luminos pe suprafața iluminată (fig. I.11 și I.12) și se definește prin raportul dintre fluxul luminos Φ și aria S a respectivei suprafețe. Deoarece pe suprafețele mari iluminarea produsă de sursele artificiale practic este neuniformă, pentru definirea iluminării trebuie, de asemenea, să se considere o suprafață foarte mică:

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \qquad (I.13)$$

În sistemul de măsură internațional iluminarea se măsoară în lucși (lx), un lux fiind egal cu iluminarea uniformă a unei suprafețe cu aria de 1 m^2 care primește un flux luminos de un lumen, perpedicular pe suprafața iluminată. Dacă aria suprafeței se consideră în cm^2 iluminarea se obține în phot (1 ph = 10 000 lx). În țările anglosaxone iluminarea se măsoară în footcandele (ftcd). Deoarece 1 foot = 0,3048 m, rezultă că un ftcd = 10,764 lx.

Pentru aprecierea diverselor nivele de iluminare reținem cîteva aproximări: iluminarea la sol, vara, în plin soare de amiază, este de 100 000 lx; iluminarea la umbră, în exterior pe timp însorit —15 000 lx; iluminarea de noapte cu lună plină —0,2 lx; iluminarea minimă pentru citit —20 lx; iluminarea produsă de o lampă cu incandescență de 500 W — —1 700 cd la distanța de 2 m este de 425 lx.

Este evident că un interes deosebit îl prezintă determinarea iluminării în funcție de intensitatea luminoasă a sursei și de distanța r de la sursă la elementul de suprafață considerat. Pe baza expresiilor (I.13); (I.11) și (I.12), pentru incidența normală (perpendiculară) pe suprafața iluminată (fig. I.11), se obține:

$$E = \frac{I}{r_0^2} \qquad (I.14)$$

Dacă iluminarea se produce sub un unghi α (fig. I.12), se observă că același element de suprafață primește un flux luminos mai mic, corespunzător unghiului solid limitat de

Scanned with OKEN Scanner

suprafața aparentă văzută din locul sursei. Cum suprafața aparentă este mai mică decît cea reală, respectiv $dS_a = dS \cos \alpha$, rezultă că și iluminarea se micșorează în mod corespunzător:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha \qquad \text{(I.15.)}$$

Această formulă exprimă *legea generală a iluminării*, conform căreia iluminarea unui element de suprafață scade

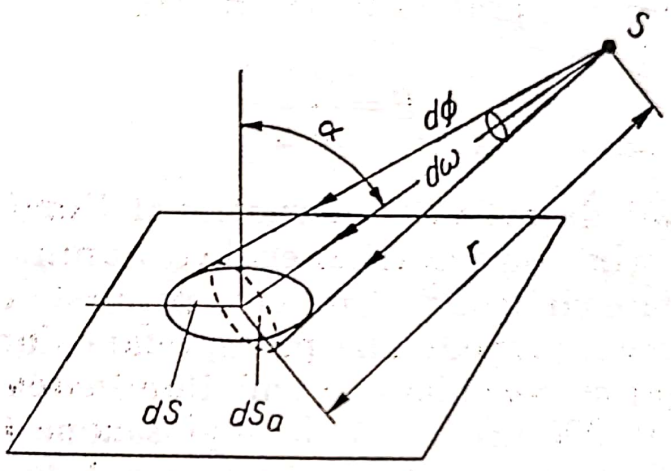


Fig. I.12. Iluminarea sub un unghi α.

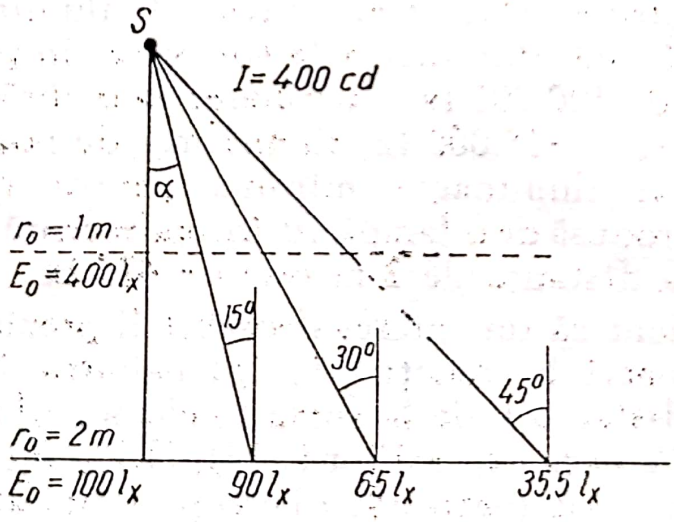


Fig. I.13. Iluminarea unei suprafețe plane.

cu pătratul distanței pînă la sursă și cu cosinusul unghiului de incidență.

Privind fig. I.13 și observînd că orice distanță în afara normalei este mai mare, respectiv, $r = \frac{r_0}{\cos \alpha}$, conform

expresiei (I.15) rezultă că față de incidența normală iluminarea unei suprafețe plane scade proporțional cu cosinusul la puterea a treia a unghiului de incidență:

$$E = E_0 \cos^3 \alpha. \qquad (I.16)$$

De aceea, pentru iluminarea uniformă a unei suprafețe plane sînt necesare mai multe surse de lumină.

Înțelegerea corelării unităților de măsură ale fluxului luminos, intensității luminoase și iluminării, este facilitată prin intermediul figurii I.14.

Dacă pînă aici s-au avut în vedere numai surse punctiforme, în continuare se vor studia mărimile fotometrice specifice surselor de dimensiuni finite.

● **Excitanța (radianța)** R caracterizează densitatea fluxului luminos radiat de suprafața unei surse și se definește prin raportul dintre fluxul luminos emis și aria suprafeței radiante:

$$R = \frac{d\Phi}{dS}. \qquad (I.17)$$

Datorită reflexiei, corpurile iluminate devin *surse secundare*. Este evident că excitanța unei surse secundare depinde de iluminarea ei și de proprietățile reflectante, caracterizate prin coeficientul de reflexie ρ, definit ca raportul dintre excitanță și iluminare, respectiv dintre fluxul reflectat Φ_ρ și cel incident Φ_0:

$$\rho = \frac{R}{E} = \frac{\Phi_\rho}{\Phi_0} \qquad (I.18)$$

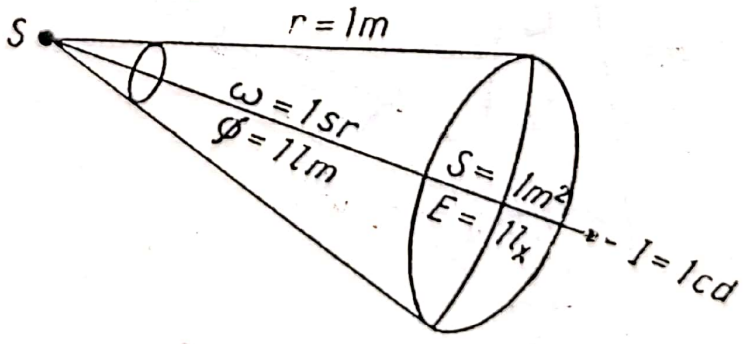


Fig. I.14. Corelarea unităților de măsură fotometrice în cazul unei surse punctiforme.

Scanned with OKEN Scanner

Datorită absorbției și respectiv transmisiei unei părți a fluxului luminos, coeficientul de reflexie este subunitar, deci excitanța este mai mică decît iluminarea:

$$R=\rho\ E. \tag{I.19}$$

Este evident că excitanța se măsoară în aceleași unități ca și iluminarea.

● **Luminanța (strălucirea)** B este mărimea ce caracterizează densitatea spațială a fluxului luminos radiat de o suprafață dS în direcția observatorului, ochiul sau obiectivul aparatului fotografic (fig. I.15) și se definește prin expresia:

$$B=\frac{dI_\alpha}{dS\cos\alpha}. \tag{I.20}$$

în care: $dS\cos\alpha$ este suprafața aparentă a sursei. Este evident că pentru direcția normală $\cos\alpha=1$, deci luminanța este:

$$B_0=\frac{dI_o}{dS}. \tag{I.21}$$

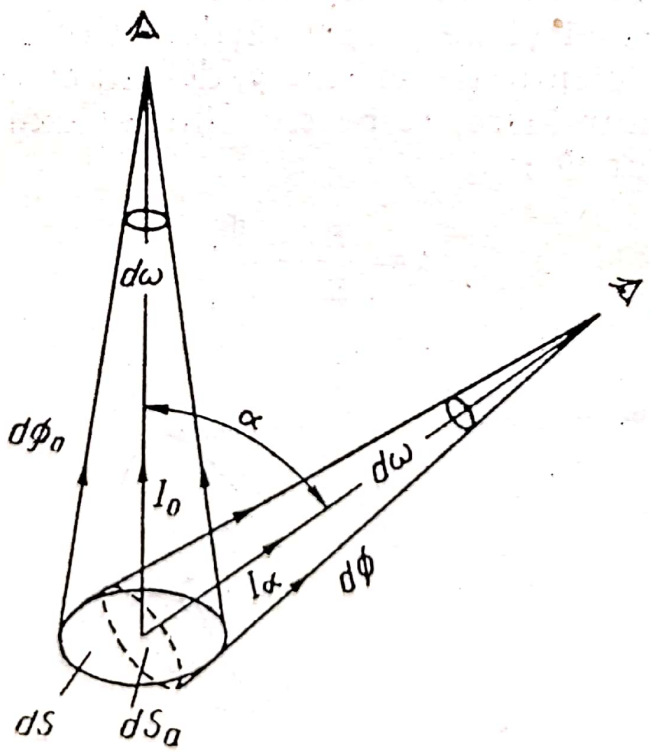


Fig. I.15. Luminanța unei suprafețe.

Scanned with OKEN Scanner

Deoarece numai fluxul radiat pe direcția de privire determină iluminarea imaginii, respectiv expunerea materialului fotosensibil din aparatul de luat vederi, în tehnica fotocinematografică luminanța constituie o mărime fotometrică deosebit de importantă.

Pe baza expresiilor cunoscute se poate arăta că fluxul luminos total radiat de o suprafață plană cu luminanță constantă este:

$$\Phi = \pi B \, dS. \tag{I.22}$$

Suprafețe cu luminanță constantă sînt cele ale căror luminanță nu se schimbă în funcție de unghiul de privire, cum sînt sursele primare cu suprafețe poroase sau cele secundare cu suprafețe mate: zăpadă, hîrtie albă mată și altele.

O importanță practică deosebită o prezintă *legătura dintre luminanța unei suprafețe și iluminarea ei*. Această legătură se stabilește în funcție de caracterul reflexiei, care poate fi dirijată, difuză, sau mixtă (difuză-direcțională).

În cazul reflexiei dirijate, cum este reflexia prin oglinzi (fig. I.16, *a*), noțiunea de luminanță a suprafeței reflectante dispare, deoarece privind pe direcția razelor reflectate se vede însăși imaginea virtuală a sursei.

La cazul reflexiei difuze (fig. I.16, *b*), privită din orice direcție suprafața va prezenta aceeași luminanță. Din expresiile (I.22); (I.17) și (I.19), rezultă că luminanța unei asemenea suprafețe iluminate este:

$$B = \rho \frac{E}{\pi} \tag{I.23}$$

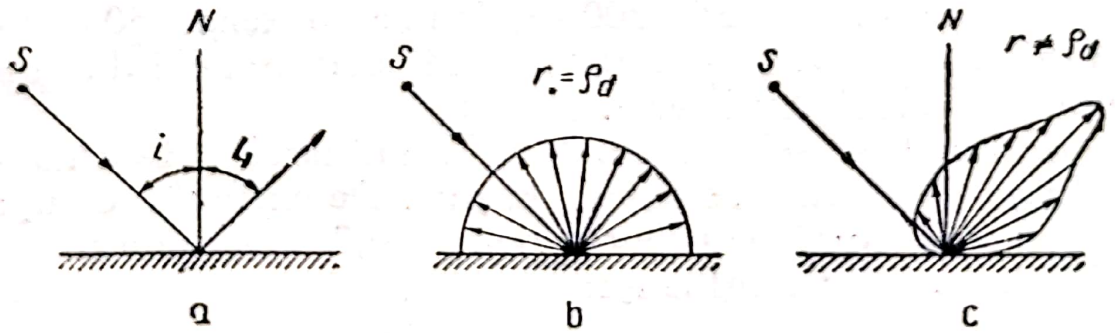


Fig. I.16. Caracterul reflexiei:
a — dirijată; *b* — difuză; *c* — mixtă.

În cazul reflexiei mixte (fig. I.16, *c*) luminanța suprafeței se schimbă în funcție de direcția de privire, fiind maximă pe direcția corespunzătoare reflexiei dirijate. De aceea, în acest caz trebuie considerat coeficientul de luminanță r, egal cu raportul dintre luminanța suprafeței în direcția considerată B și luminanța unei suprafețe ideal difuzante B_0, iluminată identic cu prima:

$$r = \frac{B_\alpha}{B_0} \qquad (I.24)$$

Privind figurile I.16, *b* și *c*, se observă că, în funcție de unghiul de privire, coeficientul de luminanță poate fi mai mare sau mai mic decît coeficientul de reflexie difuză. Conform expresiei I.23, în condițiile reflexiei mixte luminanța suprafeței devine:

$$B = r_\alpha \frac{E}{\pi} \qquad (I.25)$$

În cazul corpurilor transparente, respectiv translucide, luminanța suprafețelor prezintă aceleași aspecte ca și în cazul reflexiei. Astfel, o lamă de sticlă transparentă va transmite lumina dirijat, o sticlă opală prezintă o transmisie difuză, iar o sticlă mată — o transmisie mixtă.

Unități de măsură pentru luminanță. În sistemul de măsură internațional luminanța se măsoară în niți (nt), un nit fiind egal cu luminanța uniformă a unei suprafețe plane cu aria de 1 m² și a cărei intensitate luminoasă pe direcție normală este de o candelă. Dacă aria suprafeței se exprimă în cm² luminanța se obține în stilbi (sb), 1 sb=10 000 nt.

Pentru exemplificare se reține că flacăra lumînării de stearină prezintă o luminanță de 0,5 sb; filamentul lămpilor cu gaze inerte 135—200 sb; lampa cu xenon 50 000 sb; suprafața soarelui văzută de la sol 147 000 sb; nori iluminați de soare 3 sb și cerul senin 0,16 sb.

În cazul surselor secundare, iluminarea măsurîndu-se în lucși, luminanța se obține în niți. De exemplu, o suprafață al cărei coeficient de reflexie $\rho=0,7$, la o iluminare de 4 000 lx va avea luminanța:

$$B = \rho \frac{E}{\pi} = 0,7 \frac{4\,000}{3,14} = 890 \text{ nt.}$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru simplificarea calculelor, care necesită împărţirea la π, se utilizează unitatea numită apostilb (asb):

$$1 \text{ asb} = \frac{1}{\pi} \text{ nt, respectiv } 1 \text{ nt} = \pi \text{ asb.}$$

În acest caz, pentru o suprafaţă mată, ideal difuzantă, luminanţa exprimată în apostilbi este numeric egală cu iluminarea exprimată în lucşi. În acelaşi scop, pentru nivele mari de iluminare luminanţa se exprimă în lambert (La):

$$1 \text{ La} = \frac{1}{\pi} \text{ sb, respectiv } 1 \text{ La} = 10\,000 \text{ asb.}$$

În ţările anglo-saxone luminanţa se măsoară în footlambert (ftLa):

$$1 \text{ ftLa} = \frac{1 \text{ cd}}{1 \text{ foot}^2} = 3{,}426 \text{ nt.}$$

Reluînd exemplul de mai sus, pentru $\rho = 0{,}7$ şi $E = 4\,000$ lx, efectuînd calculul luminanţei în diversele unităţi de măsură se obţine:

$$B = 890 \text{ nt} = 0{,}089 \text{ sb} = 2\,800 \text{ asb} = 0{,}28 \text{ La} = 286 \text{ ftLa.}$$

● **Cantitatea de lumină** Q caracterizează energia luminoasă debitată de o sursă sau primită de un receptor şi se exprimă prin produsul dintre fluxul luminos şi durata sa:

$$Q = \Phi \, t. \tag{I.26}$$

Cantitatea de lumină se măsoară în lumeni secundă (lm. s).

● **Expunerea** H este mărimea ce caracterizează efectul fotografic al luminii şi este egală cu produsul dintre iluminarea materialului fotosensibil şi durata iluminării:

$$H = E \, t. \tag{I.27}$$

Expunerea se măsoară în lucşi secundă (lx. s).

O sinteză privind corelarea dintre mărimile şi unităţile de măsură fotometrice este prezentată în tabelul I.1.

Scanned with OKEN Scanner

Nr. crt.	Mărimea fotometrică	Unități Sistemul SI
1	2	3
1	Flux luminos (Φ)	lumen 1m
2	Intensitate luminoasă $I = \frac{d\Phi}{d\omega}$	Candela $1\ cd = \frac{1\ lm}{1\ sr}$
3	iluminare $E = \frac{d\Phi}{dS}$ $E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha$	lux $1\ lx = \frac{1\ lm}{1\ m^2}$
4	Excitanță $R = \frac{d\Phi}{dS}$	$\frac{1\ m}{m^2}$
5	Luminanța $B = \frac{I}{dS \cos \alpha}$ $B = \frac{R}{\pi}$ $B = \rho \frac{E}{\pi}$	nit $1\ nt = \frac{1\ cd}{1\ m^2}$
6	Cantitate de lumină $Q = \Phi t$	lumen secundă 1m.s
7	Expunere $H = Et$	lux. secundă lx.s

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul I.1-

de măsură fotometrice

de măsură

Sistem CGS	Alte unităţi	Relaţii de legătură
4	5	6
lumen lm	—	1 lm = 1 cd.sr
Candela $1\ cd = \frac{1\ lm}{1\ sr}$	—	—
phot $1\ ph = \frac{1\ lm}{1\ cm^2}$	footcandelă $1\ ftcd = \frac{1\ lm}{1\ foot^2}$	$1\ ph = 10^4\ lx$ $1\ ftcd = 10{,}764\ lx$
$\frac{1\ m}{cm^2}$	—	$\frac{1\ lm}{cm^2} = \frac{10^4\ lm}{m^2}$
stilb $1\ sb = \frac{1\ cd}{1\ cm^2}$	apostilb $1\ asb = \frac{1\ cd}{\pi\ m^2}$ lambert $1\ La = \frac{1\ cd}{\pi\ cm^2}$ footlambert $1\ ft\ La = \frac{1\ cd}{1\ foot^2}$	$1\ sb = 10^4\ nt$ $1\ asb = \frac{1}{\pi}\ nt$ $1\ La = 10^4\ asb$ $1\ ft\ La = 3{,}426\ nt$
lumen secundă lm.s	—	—
phot. secundă ph.s	—	$1\ ph.s = 10^4\ lx.s$

Capitolul

II

Fenomene și legi privind propagarea luminii prin medii optice transparente și prin suprafețele lor de separare

Construcția tuturor elementelor și a sistemelor optice clasice, cît și obținerea imaginilor reale sau virtuale, se bazează pe legile generale ale opticii geometrice. La rîndul lor, aceste legi operează cu noțiunile abstracte de punct luminos și raze de lumină.

Optica geometrică admite ca sursă de lumină un *punct luminos* care radiază energie și care, spre deosebire de sursele reale, nu posedă volum și masă.

Raza de lumină este dreapta perpendiculară la frontul de undă prin care se indică direcția de propagare a luminii. Este evident că în realitate nu avem de-a face cu raze de lumină ci cu *fascicule luminoase* reprezentînd secțiuni finite ale undei, limitate de diverse obstacole opace (fig. II.1).

Un fascicul luminos este divergent dacă are ca origine o sursă punctiformă reală la distanță finită, este paralel dacă sursa este depărtată la infinit și este convergent dacă razele sale converg într-un punct. Orice fascicul se definește prin axa sa de simetrie, numită *axă optică*, și prin două raze marginale.

Toate elementele și sistemele optice sînt destinate modificării direcției și a formei fasciculelor de lumină, prin intermediul cărora se obțin imagini reale sau virtuale.

Scanned with OKEN Scanner

1. Viteza de propagare a luminii. Indicele de refracție.

Se știe că în vid viteza de propagare a luminii este maximă și aproximativ egală cu $3 \cdot 10^8$ m/s. În oricare alt mediu transparent viteza luminii este mai mică decît în vid, în funcție de „densitatea" sa optică. Deși viteza luminii constituie o caracteristică optică de bază a oricărui mediu, din considerente pur practice se utilizează raportul dintre viteza de propagare în vid c și viteza v în respectivul mediu. Acest raport definește *indicele de refracție absolut* al mediului.

Dacă în vid sau în aer toate radiațiile se propagă cu aceeași viteză, în medii transparente incolore ce nu au bande de absorbție viteza luminii scade pe măsură ce frecvența radiației crește, deci indicele de refracție absolut crește de la radiația roșie spre violet.

Prin urmare:

$$n_\lambda = \frac{c}{v_\lambda}. \qquad \text{(II.1)}$$

Indicii de refracție ai sticlelor optice se cuprind între 1,47 și 2.

Variația indicelui de refracție în funcție de lungimea de undă generează fenomenul de dispersie a luminii albe prin refracție. Valorile indicilor de refracție raportate la radiațiile monocromatice C; D și F (fig. I.3) pentru cîteva substanțe se găsesc în tabelul II.1. Pentru caracterizarea proprietăților de refracție ale mediilor transparente se consideră indicele de refracție mediu n_D.

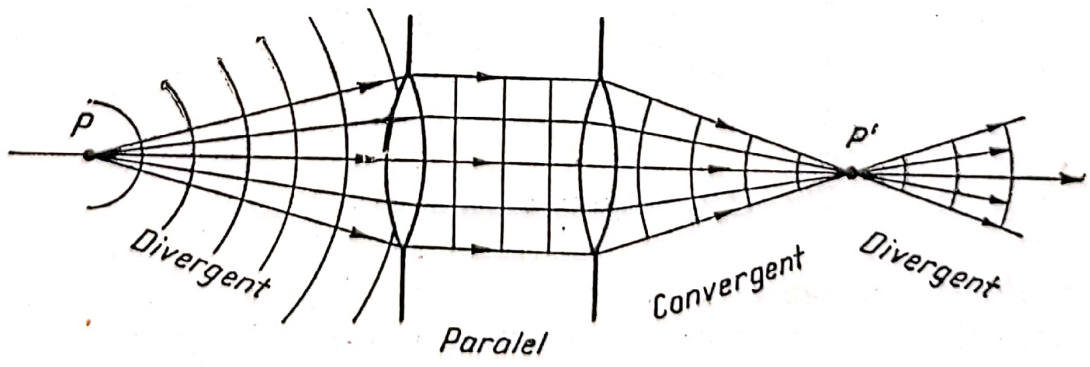


Fig. II.1. Transformarea undelor și a fasciculelor luminoase printr-un sistem optic.

2. Legile fundamentale ale opticii geometrice

Optica geometrică este simplă tocmai prin faptul că legile ei ignorează aspectul ondulatoriu al luminii, deci nu ţin seama de fenomenele de interferenţă şi difracţie.

Legea propagării rectilinii afirmă că în medii omogene lumina se propagă rectiliniu.

În condiţiile apariţiei fenomenelor de difracţie, cum este cazul propagării luminii la marginile contururilor opace şi prin orificii foarte mici, această lege îşi pierde valabilitatea. De exemplu, dacă orificiul unei camere obscure, (cum este cea reprezentată în fig. II.2) este de aproximativ 1/100 mm imaginea devine confuză, iar la diametrul de 1/1000 mm imaginea nu se mai conturează.

Legea propagării independente a razelor (fasciculelor) de lumină afirmă că acestea se propagă independent, fără a se influenţa reciproc, iar după intersectare îşi menţin direcţia de propagare.

Primele două legi se ilustrează foarte bine prin intermediul camerei obscure cu orificiu (fig. II.2), cu ajutorul căreia s-au obţinut primele imagini optice încă înainte de apariţia lentilei.

Legea reciprocităţii drumului optic afirmă că între două puncte drumul razei de lumină este acelaşi, indiferent de

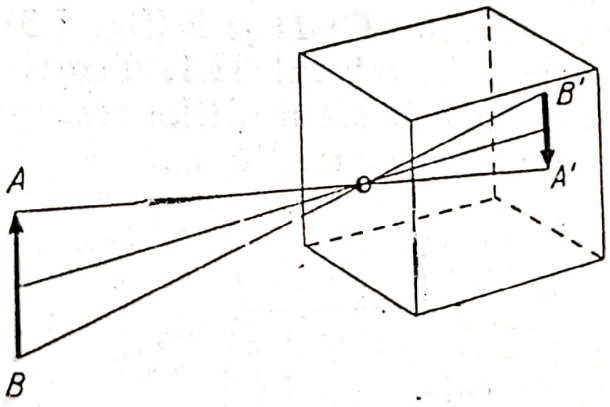


Fig. II.2. Camera obscură cu orificiu.

sensul de propagare. În virtutea acestei legi, un punct obiect şi imaginea sa sînt două puncte conjugate.

Legea reflexiei afirmă că lumina care în drumul ei întîlneşte suprafaţa unui alt mediu se întoarce în mediul din care

Scanned with OKEN Scanner

a venit, astfel încît raza incidentă, normala (perpendiculara) în punctul de incidenţă şi raza reflectată se găsesc în acelaşi plan (numit plan de incidenţă), iar unghiul de reflexie este egal cu unghiul de incidenţă (fig. II.3).

Legea refracţiei afirmă că la trecerea dintr-un mediu în altul lumina îşi schimbă direcţia de propagare, astfel încît

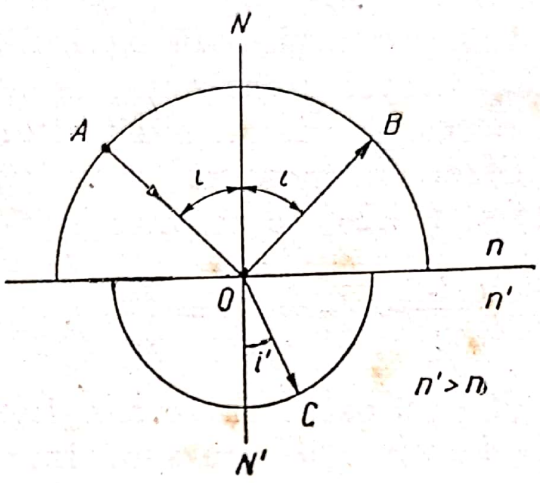


Fig. II.3. Reflexia şi refracţia luminii:
AO — rază incidentă; OB — rază reflectată; OC — rază refractată; NN' — normală; O — punct de incidenţă.

raza incidentă, normala în punctul de incidenţă şi raza refractată se găsesc în acelaşi plan, iar între unghiurile de incidenţă i şi de refracţie i' există relaţia

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{n'}{n}, \qquad \text{(II.2)}$$

în care: n şi n' sînt indicii de refracţie absoluţi ai mediilor învecinate.

Dacă cele două medii sînt separate printr-o suprafaţă curbă, cum este cazul lentilelor, este evident că normala coincide cu direcţia razei de curbură dusă în punctul de incidenţă.

Din legea refracţiei se desprind următoarele concluzii:

— dintr-un mediu în altul, lumina cu incidenţă normală trece nedeviată;

— dacă lumina se propagă dintr-un mediu mai puţin dens într-unul mai dens, sub un unghi de incidenţă diferit de zero, raza refractată se apropie de normală, unghiul de refracţie fiind mai mic decît unghiul de incidenţă (fig. II.3);

— dacă lumina se propagă dintr-un mediu mai dens într-unul mai puţin dens, raza refractată se depărtează de

Scanned with OKEN Scanner

normală, unghiul de refracție fiind mai mare decît unghiul de incidență (fig. II.4).

a. *Drum optic*

Știind că viteza de propagare a luminii într-un mediu oarecare este invers proporțională cu indicele de refracție, rezultă că în două medii învecinate, în aceeași unitate de timp lumina va parcurge distanțe diferite: $AO=L$ și $OC=L'$ (fig. II.3). Efectuînd raportul acestor distanțe, pe baza expresiilor (II.1) și (II.2), se obține:

$$\frac{L}{L'}=\frac{v}{v'}=\frac{n'}{n}=\frac{\sin i}{\sin i'}, \qquad \text{(II.3)}$$

de unde rezultă că produsul dintre lungimea drumului geometric și indicele de refracție este o mărime constantă pentru toate mediile transparente și se numește *drum optic*:

$$L_0=L\,n=L'n'=\text{const.} \qquad \text{(II.4)}$$

De aici rezultă că pentru aer, deoarece $n=1$, drumul geometric este egal cu drumul optic. De exemplu, în timp ce în aer lumina străbate un drum $L_0=15$ cm, într-o sticlă cu indice de refracție $n=1{,}5$ aceasta va străbate drumul geometric $L=\frac{15}{1{,}5}=10$ cm.

b. *Reflexia totală*

Dacă față de normală unghiul de incidență se mărește treptat, la trecerea luminii dintr-un mediu mai dens într-unul mai puțin dens, cum ar fi din sticlă în aer, apare un moment în care raza refractată devine tangentă la suprafața de separație, respectiv unghiul de refracție i' devine egal cu 90° (fig. II.4).

Unghiul de incidență căruia îi corespunde unghiul de refracție egal cu 90° se numește *unghi limită al reflexiei totale*, deoarece peste această limită lumina se reflectă în totalitate în același mediu, fără nici o pierdere (oglindă ideală), deși suprafața de separație este perfect transparentă. Datorită acestei proprietăți reflexia totală este utilizată

Scanned with OKEN Scanner

în construcția prismelor reflectante, cu care în anumite cazuri sînt înlocuite oglinzile plane.

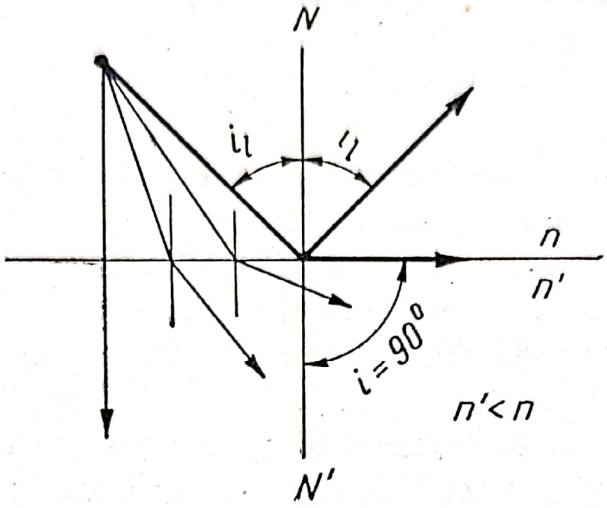


Fig. II.4. Reflexie totală.

Unghiul limită i se determină din legea refracției (II.2) în care $i'=90°$; sin $i'=1$, deci:

$$\sin i_l = \frac{n'}{n} \qquad \text{(II.5)}$$

Referindu-ne la trecerea luminii dintr-o sticlă cu indicele de refracție $n=1{,}5$ în aer, pentru care $n=1$, se obține:

$$\sin i_l = \frac{1}{n} = \frac{1}{1{,}5} = 0{,}666,$$

unghiul limită fiind de aproximativ 42°.

3. Cantitatea de lumină reflectată de pe suprafețe transparente

În practica foto-cinematografică, lumina reflectată de pe suprafețele substanțelor transparente, cum sînt cele ale sticlei, apei etc., creează uneori mari inconveniente datorită apariției prin reflexie a unor imagini parazitare și reducerea vizibilității imaginii de bază a obiectelor situate dincolo de aceste suprafețe (vezi planșa 1), alteori aceasta oferă posibilitatea realizării anumitor efecte artistice.

În construcția obiectivelor lumina reflectată de pe suprafețele lentilelor în contact cu aerul prezintă aspecte negative,

Scanned with OKEN Scanner

atît de ordin cantitativ cît şi calitativ. Sub aspect cantitativ lumina reflectată determină pierderi care conduc la scăderea transparenţei obiectivului, iar sub aspectul calitativ, aceasta reflectîndu-se succesiv între suprafeţele lentilelor, se transformă într-o lumină difuză care determină scăderea contrastului imaginii.

Din paragraful precedent rezultă că legile reflexiei şi refracţiei indică numai direcţia luminii reflectate şi refractate, dar nu stabilesc nici raportul cantitativ dintre intensitatea luminii ce urmează cele două direcţii şi nu dau nici o relaţie privind modificările structurale ce apar în urma acestor fenomene.

Capacitatea de reflexie a unei suprafeţe transparente se caracterizează prin *coeficientul de reflexie* ρ, definit prin raportul dintre fluxul luminos reflectat şi cel incident.

Cantitatea de lumină reflectată depinde de indicii de refracţie ai mediilor învecinate, de unghiul de incidenţă şi de unghiul dintre planul de oscilaţie al undei luminoase şi planul de incidenţă. Ştiind că intensitatea luminoasă şi fluxul luminos sînt proporţionale cu patratul amplitudinii, pentru determinarea coeficientului de reflexie trebuie să se apeleze la optica ondulatorie, astfel încît amplitudinea oricărei oscilaţii pe direcţia razei incidente să fie descompusă în două componente perpendiculare (fig. II.5): una $A_{\parallel}$ ce

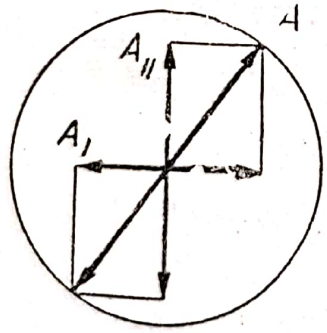


Fig. II.5. Descompunerea amplitudinii în două componente perpendiculare.

oscilează în planul de incidenţă şi una $A_{\perp}$ ce oscilează în plan perpendicular la planul de incidenţă.

Formulele lui Fresnel [1; 4] permit determinarea amplitudinii undelor reflectate în cele două plane perpendiculare $a_{\parallel}$ şi $a_{\perp}$ în funcţie de amplitudinile undelor incidente $A_{\parallel}$ şi $A_{\perp}$ şi de unghiul de incidenţă. Efectuînd apoi raportul dintre pătratul amplitudinilor undelor reflectate şi incidente

Scanned with OKEN Scanner

se obţin coeficienţii de reflexie $\rho_{||}$ şi $\rho_{\perp}$, a căror variaţie este prezentată în fig. II.6:

$$\rho_{||} = \frac{\Phi_{\rho||}}{\Phi_{o||}} = \left(\frac{a_{||}}{A_{||}}\right)^2 = \frac{\mathrm{tg}^2\,(i-i')}{\mathrm{tg}^2\,(i+i')} \qquad \text{(II.6)}$$

$$\rho_{\perp} = \frac{\Phi_{\rho\perp}}{\Phi_{o\perp}} = \left(\frac{a_{\perp}}{A_{\perp}}\right)^2 = \frac{\sin^2(i-i')}{\sin^2(i+i')}. \qquad \text{(II.7)}$$

În aceste expresii unghiul de refracţie i' se determină din legea refracţiei (II.2).

Este evident că pentru incidenţa normală, respectiv pentru unghiuri de incidenţă mici, tangenta şi sinusul se confundă cu însăşi valoarea unghiului, iar legea refracţiei devine: $n\,i = n'i'$. În acest caz, conform expresiilor (II.6) şi (II.7) rezultă că pentru ambele plane de oscilaţie coeficientul de reflexie este acelaşi şi depinde numai de indicii de refracţie ai mediilor învecinate:

$$\rho = \left(\frac{n'-n}{n'+n}\right)^2 \qquad \text{(II.8.)}$$

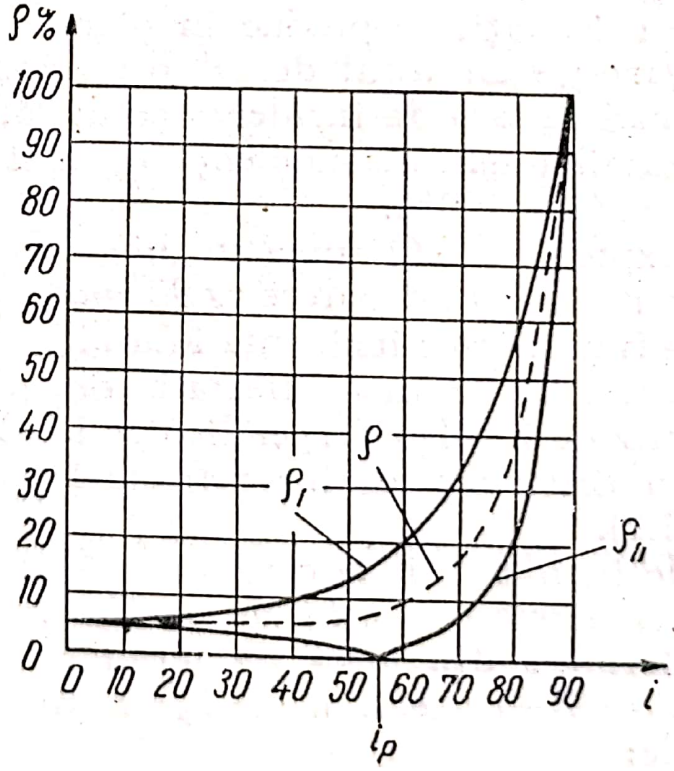


Fig. II.6. Variaţia coeficienţilor de reflexie la trecerea luminii din aer în sticlă:

$\rho_{||}$ — pentru oscilaţia din planul de reflexie; $\rho_{\perp}$ — pentru oscilaţia perpendiculară la planul de reflexie; ρ — coeficiemtul de reflexie mediu; i_p — unghiul de incidenţă brewsteriană.

Scanned with OKEN Scanner

Astfel, pentru cuplul mediilor aer-sticlă coeficientul de reflexie este cuprins între 0,04 şi 0,09, respectiv între 4% şi 9%, indiferent dacă lumina trece din aer în sticlă sau din sticlă în aer, ceea ce se explică prin patratul expresiei (II.8).

Curba întreruptă din fig. II.6 caracterizează variaţia coeficientului de reflexie mediu. De aici se observă că pînă la unghiuri de incidenţă de aproximativ 50° cantitatea de lumină reflectată rămîne practic constantă şi egală cu cea reflectată pe direcţia normalei, apoi creşte considerabil, astfel încît spre 90° practic lumina se reflectă în totalitate.

4. Polarizarea luminii

a. *Polarizarea luminii prin reflexie*

Urmărind curbele trasate în fig. II.6, se constată că în funcţie de unghiul de incidenţă intensitatea luminii reflectate, ale cărei oscilaţii se produc în planul de incidenţă, prezintă o variaţie cu totul deosebită; aceasta comportă mai întîi o scădere faţă de incidenta normală, devine nulă pentru un anumit unghi de incidenţă i_p, apoi creşte rapid pînă la valoarea de 100%.

Dacă în expresia (II.6) suma unghiurilor de incidenţă şi de refracţie $i+i'=90°$, deoarece $\operatorname{tg} 90° = \infty$ coeficientul de reflexie $\rho_{||}$ va fi nul. Dacă incidenţa luminii naturale are loc în asemenea condiţii, lumina reflectată conţine numai oscilaţiile ce se produc în plan perpendicular la planul de incidenţă, deci în acest caz lumina reflectată este polarizată total (fig. II.7).

Unghiul de incidenţă i_p la care apare fenomenul polarizării totale se numeşte *unghi de incidenţă brewsteriană*. Acesta se determină din legea refracţiei (II.2) în care se înlocuieşte: $i'=90°-i_p$ deci: $n \sin i_p = n' \sin (90° - i_p) = n' \cos i_p$, de unde:

$$\operatorname{tg} i_p = \frac{n'}{n}, \qquad \text{(II.9)}$$

expresie ce corespunde legii lui Brewster.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul trecerii luminii din aer în sticlă, cînd avem $n=1$, definiția unghiului de incidență brewsteriană corespunde expresiei:

$$\text{tg } i_p = n', \qquad \text{(II.10)}$$

unde n' este indicele de refracție al sticlei. În acest caz unghiul de incidență brewsteriană este de aproximativ 56°.

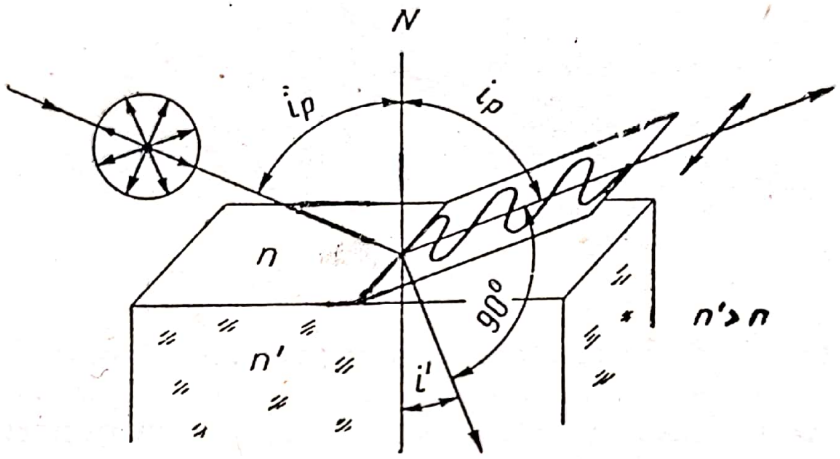


Fig. II.7. Polarizarea luminii prin reflexie.

Cu excepția incidenței normale, cînd polarizarea nu se produce (v. expresia II.8 și fig. II.6), în afara incidenței brewsteriene lumina prezintă numai o polarizare parțială conținînd oscilații și în planul de incidență, dar de amplitudini mai mici decît cele din planul perpendicular. Se precizează, de asemenea, că suprafețele metalice nu polarizează lumina.

În practica foto-cinematografică fenomenul de polarizare permite anularea sau ameliorarea luminii reflectate, respectiv a imaginilor parazitare produse de suprafețele lucioase nemetalice, prin intermediul filtrelor de polarizare adaptate și anume orientate în fața obiectivului de luat vederi.

b. *Polarizarea luminii prin birefringență*

Trecerea luminii prin diverse cristale (în afara celor din sistemul cubic) este însoțită de fenomenul de birefringență, ce constă în bifurcarea unei raze incidente în două raze refractate: o rază ordinară O ce se supune legii refracției

Scanned with OKEN Scanner

și o rază extraordinară E ce nu respectă această lege (fig. II.8). La ieșirea din cristal cele două raze sînt paralele între ele iar lumina conținută de acestea este polarizată în două plane reciproc perpendiculare.

În cristale există anumite direcții $x-x'$, numite axe optice, în care birefringența nu se produce. Practic se întîl-

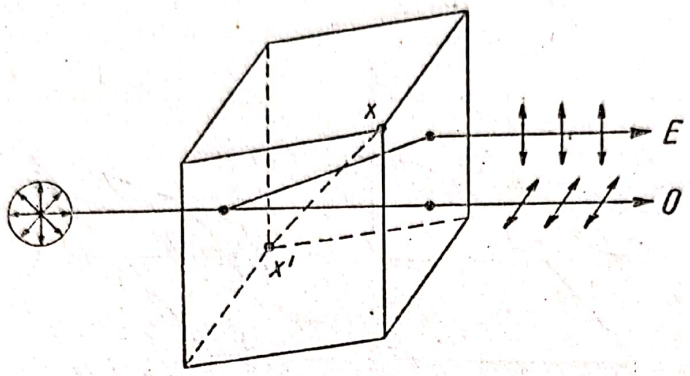


Fig. II.8. Polarizarea luminii prin birefringență.

nesc cristale uniaxe și biaxe. Este evident că pentru obținerea birefringenței direcția luminii incidente trebuie să fie diferită de cea a axei optice.

O altă proprietate a unor cristale este dicroismul, respectiv absorbția parțială sau totală a uneia din cele două raze emergente. Prin urmare, după traversarea unui cristal dicroic lumina naturală este polarizată într-un singur plan.

Cele mai întrebuințate cristale birefringente sînt spatul de Islanda (carbonat de calciu), turmalina (mineral format din silicații unor metale cu conținut de bor) și herapatitul (iodosulfat de chinină). Dintre acestea, cel mai puternic dicroism îl prezintă herapatitul, care ansoarbe complet raza ordinară pe o grosime de numai cîteva zecimi de milimetru. Birefringența și dicroismul sînt proprietăți ale cristalelor care stau la baza realizării filtrelor de polarizare.

c. *Filtre de polarizare*

Filtrele de polarizare, uneori numite polaroizi, se execută de obicei sub forma unor folii de gelatină sau de nitroceluloză, în care sînt înglobate în suspensie microcristale ale unor substanțe dicroice strict orientate în același sens, astfel încît să producă fenomenul de birefringență. Pentru protecție, asemenea folii se lipesc între două sticle optice plan-paralele.

Scanned with OKEN Scanner

Ca substanţe dicroice se folosesc turmalina şi herapatitul. Un dezavantaj al turmalinei constă în absorbţia selectivă, astfel că lumina polarizată prezintă o anumită dominantă de culoare galben-verde. Şi herapatitul prezintă o

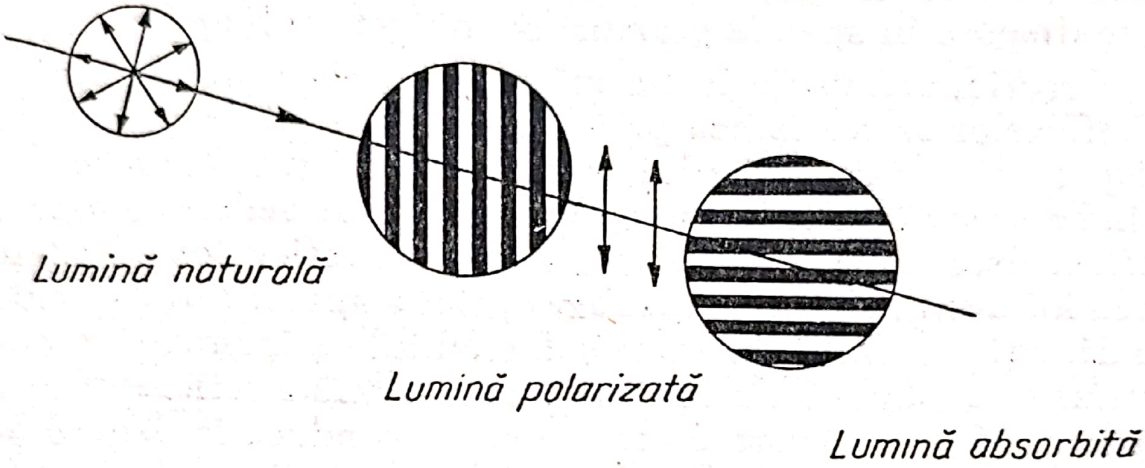


Fig. II.9. Acţiunea filtrelor de polarizare.

oarecare selectivitate în absorbţie, datorită cărui fapt, doi polaroizi din această substanţă, încrucişaţi, lasă să treacă într-o oarecare măsură extremitatea violetă a spectrului vizibil.

Acţiunea filtrelor de polarizare asupra luminii este prezentată în fig. II.9, de unde se deduc următoarele concluzii:

— lumina ce străbate un filtru de polarizare va fi plan-polarizată;

— lumina plan-polarizată va străbate un filtru de polarizare numai dacă oscilaţiile luminoase se produc în planul de polarizare al filtrului; în caz contrar lumina polarizată va fi absorbită parţial, sau total dacă planul de polarizare al filtrului este perpendicular pe planul oscilaţiilor luminoase.

Domenii de utilizare. În practica foto-cinematografică filtrele de polarizare se utilizează în multiple scopuri, printre care se menţionează:

● Pentru atenuarea sau anularea reflexelor şi a imaginilor parazitare produse de suprafeţe lucioase nemetalice, în măsura în care acestea influenţează obţinerea unor imagini de calitate corespunzătoare (vezi planşa 1):

Scanned with OKEN Scanner

— la fotografierea portretelor persoanelor cu ochelari;

— la fotografierea clădirilor, dacă reflexele de pe geamurile ferestrelor sînt prea puternice;

— la fotografierea obiectelor sub sticlă, cum este cazul decorației vitrinelor, tablouri sub sticlă, personaje sau obiecte dispuse în spatele geamurilor, obiecte sub apă etc.

Practic, atenuarea într-o măsură mai mare sau mai mică a reflexelor se realizează prin rotirea filtrului de polarizare dispus în fața obiectivului, pentru observarea fenomenului fiind necesară utilizarea unui aparat de luat vederi cu vizare reflex. Este evident că reducerea totală a reflexelor nu poate avea loc decît în cazul în care axa optică a aparatului coincide cu direcția luminii reflectate sub unghiul de incidență brewsteriană. În anumite cazuri reducerea totală a reflexelor este contraindicată, deoarece aceasta poate conduce la denaturarea facturii materialului obiectelor fotografiate.

● La fotografierea în natură, pentru reliefarea norilor albi și saturarea culorii cerului precum și atenuarea pîclei depărtării unui peisaj de vară, prin reducerea luminii polarizate din atmosferă.

● În fotografia științifică, pentru evidențierea diverselor fenomene ce devin vizibile prin determinarea schimbării stării de polarizare al luminii reflectate sau transmise de substanțele studiate [8].

Este evident că la determinarea expunerii absorbția luminii prin filtru trebuie compensată, fie prin deschiderea suplimentară a diafragmei obiectivului fie prin mărirea corespunzătoare a timpului de expunere.

5. Absorbția luminii

Absorbția este fenomenul de scădere treptată a energiei luminoase la trecerea prin mediile optice transparente. Acest fenomen se datorează interacțiunii undelor luminoase cu atomii și moleculele respectivei substanțe, energia absorbită transformîndu-se în alte forme de energie.

Sub aspect cantitativ, absorbția se definește prin coeficientul de absorbție α, reprezentînd valoarea raportului

Scanned with OKEN Scanner

dintre fluxul luminos absorbit pe unitatea de lungime a mediului Φ_α^1 și fluxul incident Φ_0:

$$\alpha = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi}. \qquad \text{(II.11)}$$

Coeficientul de absorbție este considerat pentru grosimea mediului egală cu 1 cm. În limitele spectrului vizibil, pentru sticla optică coeficientul de absorbție este foarte mic, aproximativ egal cu 1%. De obicei absorbția are un caracter selectiv. Chiar și sticla optică, care ar trebui să fie perfect neutră din punct de vedere spectral, prezintă o absorbție ceva mai accentuată în domeniul albastru-indigo și absoarbe puternic radiațiile ultraviolete și pe cele din infraroșu, afară de cel foarte apropiat. Din motivele arătate, pentru razele ultraviolete obiectivele obișnuite devin aproape opace. De aceea, pentru fotografierea sau filmarea în domeniul ultraviolet trebuie utilizate obiective speciale, marcate cu indicativul „U.V.", ale căror lentile sînt confecționate din sticle de cuarț ce au transparența mult mai mare pentru această radiație.

6. Transparența sistemelor optice

Datorită pierderilor de lumină prin reflexie și absorbție, orice sistem optic pierde din transparență. Transparența se caracterizează prin coeficientul de transmisie τ, definit prin raportul dintre fluxul luminos transmis de sistem Φ_τ și fluxul incident Φ_0.

Exprimînd fluxul reflectat de pe fiecare suprafață în funcție de coeficientul de reflexie $\Phi_\rho = \rho\Phi_0$ și fluxul absorbit în funcție de coeficientul de absorbție $\Phi_\alpha = \alpha\Phi_0$, ținînd seama de scăderea treptată a fluxului transmis se obține:

$$\Phi_\tau^1 = \Phi_0 (1-\rho)^k (1-\alpha)^g$$

unde: k este numărul suprafețelor reflectante și g — grosimea totală a mediului considerată în cm.

Conform definiției enunțate, coeficientul de transmisie al unui sistem optic este:

$$\tau = \frac{\Phi_\tau}{\Phi_0} = (1-\rho)^k (1-\alpha)^g \qquad \text{(II.12)}$$

Scanned with OKEN Scanner

Se precizează că pentru suprafețe mărginite de medii cu indici de refracție apropiați, cum sînt lentilele lipite dintr-un obiectiv, coeficientul de reflexie devine practic neglijabil, fenomen ce decurge din expresia (II.8).

De exemplu, un sistem optic alcătuit din trei componente separate, deci $k=6$ suprafețe în contact cu aerul și o grosime

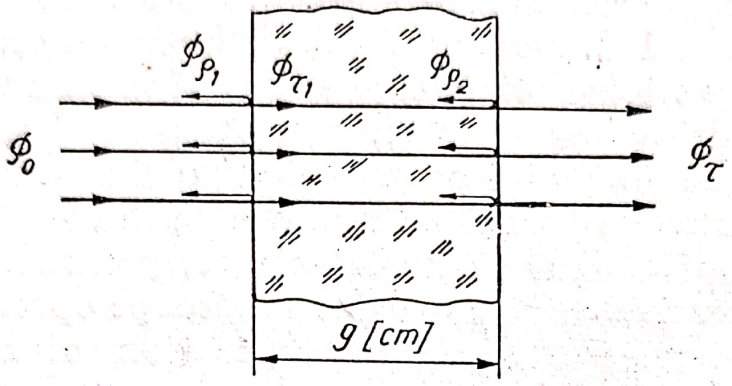


Fig. II.10. Transparența unei lame din sticlă.

totală a pieselor $g=3$ cm, pentru $\rho=0{,}05$ și $\alpha=0{,}01$, va avea coeficientul de transmisie $\tau=0{,}67$, respectiv o transparență de 67%. Pentru reducerea pierderilor de lumină prin reflexie, respectiv pentru ameliorarea transparenței sistemelor optice, suprafețele pieselor în contact cu aerul se tratează cu straturi de interferență antireflectante.

7. Dispersia luminii

Dispersia este fenomenul de descompunere spectrală a luminii albe prin refracție, ca rezultat al variației indicelui de refracție în funcție de lungimea de undă. Prin urmare, dacă pe o suprafață refringentă cade înclinat un fascicul îngust de lumină albă, în urma refracției apare un fascicul refractat divergent, format dintr-o infinitate de culori ale spectrului vizibil, mărginit la o extremitate de razele roșii cu deviere minimă, iar la cealaltă, de razele violete cu deviere maximă.

De obicei dispersia se evidențiază prin intermediul pris-

mei lui Newton (fig. II.11), unghiul de dispersie mediu între razele C şi F fiind:

$$\Delta\varepsilon = \varphi\,(n_F - n_C). \qquad \text{(II.13)}$$

unde φ este unghiul de refringenţă al prismei.

Împărţirea spectrului în culorile: roşu, portocaliu, galben, verde, albastru, indigo şi violet este pur convenţională,

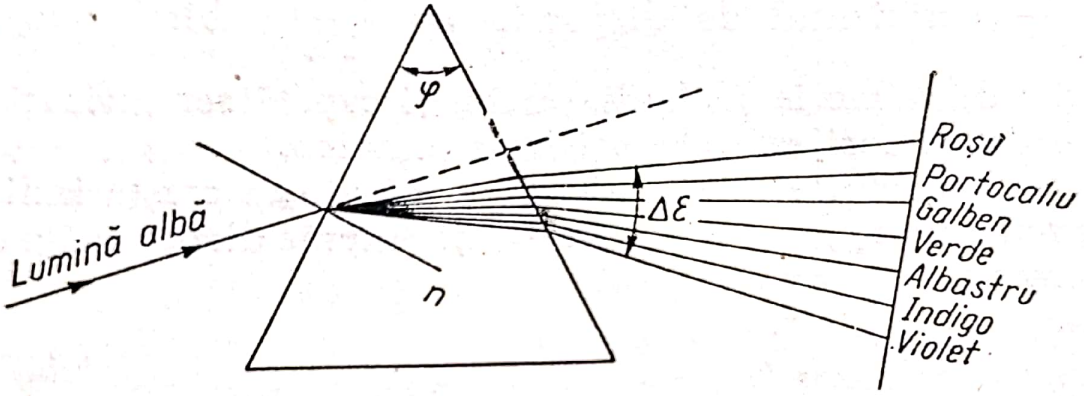


Fig. II.11. Dispersia luminii prin prisma lui Newton.

trecerea de la o culoare la alta producîndu-se printr-o serie de tonalităţi intermediare. La o privire de ansamblu se constată că în spectru predomină culorile: roşu, verde şi indigo, acestea constituind de fapt culorile fundamentale ale spectrului vizibil.

În sistemele optice bazate pe principiul refracţiei dispersia generează aberaţia cromatică, datorită căreia imaginea unui punct obiect nu este punctiformă, ci constituie o pată difuză multicoloră.

8. Caracteristicile optice ale mediilor transparente

Pentru caracterizarea proprietăţilor de refracţie şi de dispersie ale mediilor transparente se consideră de obicei indicii de refracţie pentru radiaţiile monocromatice C; D şi F. Radiaţia galbenă D cu lungimea de undă $\lambda = 589{,}3$ nm corespunde liniei spectrale a sodiului, iar radiaţiile roşie C cu

$\lambda = 656{,}28$ nm şi cea albastră F cu $\lambda = 486{,}13$ nm corespund liniilor spectrale ale hidrogenului.

Proprietăţile optice ale mediilor transparente se deosebesc prin următoarele trei caracteristici:

— indicele de refracţie n_D defineşte puterea de refracţie medie a respectivei substanţe;

— dispersia medie $\Delta n = n_F - n_C$ defineşte puterea dispersivă a substanţei, respectiv extensia spectrului;

— coeficientul de dispersie $\nu = \frac{n_D - 1}{\Delta n}$ îmbină proprietăţile de refracţie şi de dispersie, şi capătă semnificaţie în calculul şi corijarea aberaţiilor cromatice.

Din tabelul II.1 rezultă că pe măsură ce creşte indicele de refracţie n_D, în general creşte şi puterea dispersivă a substanţei.

Tabelul II.1

Indicii de refracţie ai cîtorva substanţe pentru liniile *C*, *D* şi *F*

Denumirea substanţei	n_C	n_D	n_F	$N_F - n_C$	ν
Aer	—	1,00029	—	—	—
Apă	1,33119	1,33302	1,33717	0,00589	56,88
Glicerină	1,46928	1,47158	1,47710	0,00782	60,30
Sticlă de cuarţ	1,45666	1,45867	1,46342	0,00676	67,85
Sticlă din grupa „„crown“	1,51385	1,51633	1,52191	0,00806	64,21
Balsam de Canada	1,52748	1,53071	1,53995	0,01247	42,61
Sticlă din grupa „flint“	1,61504	1,62004	1,63210	0,01706	36,35

a. *Sticla optică*

Realizarea obiectivelor moderne şi a tuturor sistemelor optice corijate de aberaţii a devenit posibilă numai datorită descoperirii unui foarte bogat sortiment de sticle optice, cu proprietăţi de refracţie şi de dispersie foarte variate.

Spre deosebire de sticla obişnuită, sticla optică trebuie să satisfacă o serie de condiţii speciale: să aibă o transparenţă foarte mare, să fie curată (fără impurităţi), să fie omogenă,

Scanned with OKEN Scanner

să fie neutră (incoloră) şi să posede proprietăţi corespunzătoare de refracţie şi de dispersie. Aceste condiţii se asigură atît printr-o compoziţie chimică specială, cît şi prin procese tehnologice de fabricaţie cu totul deosebite. În compoziţia de bază a sticlelor optice intră bioxid de siliciu, oxizi de plumb, oxizi de bariu, carbonat de sodiu, acid boric, săruri de bariu, săruri ale fluorului şi altele.

Din punct de vedere al proprietăţilor de refracţie şi de dispersie, sticlele optice se clasifică în două grupe: din grupa „crown" fac parte sticlele cu indici de refracţie mici (n=1,49 la 1,65) şi o dispersie mică, în grupa „flint" fiind incluse sticlele cu indici de refracţie mari (n=1,57 la 1,8) şi o dispersie mare. Fiecare grupă cuprinde o foarte mare varietate de sticle, indicativele şi caracteristicile cărora sînt date în tabele speciale [9].

Indicele de refracţie mic al sticlelor din grupa crown se datorează conţinutului mare în săruri de fluor şi oxizi de bariu, creşterea indicelui de refracţie al sticlelor din grupa flint fiind determinată de conţinutul mare în oxizi de plumb.

Pentru a obţine o dispersie minimă, piesele optice simple, cum sînt lamele cu feţe plan-paralele, penele optice, prismele reflectante etc., se execută din sticle crown, sticlele flint fiind destinate executării de piese asociate celor din crown în vederea corijării aberaţiilor.

b. *Principiul acromatizării*

Dacă se consideră două prisme identice, una din crown şi a doua din flint, se observă că prima produce o deviere mică a razelor de lumină şi o dispersie neînsemnată, pe cînd a doua va produce o deviere ceva mai mare şi o dispersie accentuată. Este evident că din flint se poate realiza o a treia prismă, cu un unghi de refringenţă mai mic, care să producă o dispersie egală celei din crown. Dacă prima prismă se asociază cu cea de-a treia, astfel încît unghiurile lor de refringenţă să fie orientate în sens contrar (fig. II.12), dispersiile celor două prisme se compensează reciproc, obţinîndu-se astfel o prismă acromatizată.

Scanned with OKEN Scanner

În vederea acromatizării, unghiurile de refringență φ_1 și φ_2 ale prismelor componente trebuie să satisfacă condițiile [10]:

$$\varphi_1 = \frac{\varepsilon}{\Delta_1(\nu_1 - \nu_2)n} \text{ și } \varphi_2 = \frac{\varepsilon}{\Delta n_2(\nu_1 - \nu_2)}, \qquad (II.14)$$

în care: ε este unghiul de deviere al prismei acromatizate; Δn_1 și Δn_2 — dispersiile medii ale sticlelor prismelor componente; ν_1 și ν_2 — coeficienții de dispersie ai acestora.

Este evident că același principiu de asociere stă și la baza acromatizării lentilelor. Deoarece corijarea se execută

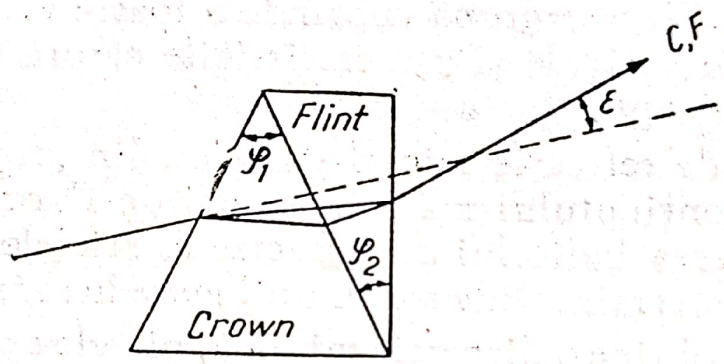


Fig. II.12. Principiul acromatizării prismelor.

de obicei pentru liniile spectrale C și F, spectrul nu poate fi anulat în totalitate, astfel încît în urma acromatizării persistă un spectru secundar a cărui extensie este însă atît de mică încît aberația cromatică devine practic inofensivă. Pentru a restrînge și mai mult spectrul secundar este necesară acromatizarea pentru trei radiații ale spectrului vizibil, ceea ce implică realizarea unor sisteme asociate din trei componente diferite.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul

III

Elemente şi sisteme optice cu suprafeţe plane

Elementele optice şi asocierile acestora în diverse sisteme sînt concepute în funcţie de necesitatea devierii fasciculelor de lumină de la direcţia iniţială, respectiv de modificarea formei acestora, în vederea obţinerii unor imagini reale sau virtuale.

Imagini reale se numesc imaginile ce se formează în punctele de intersecţie ale fasciculelor convergente şi devin vizibile prin intermediul proiecţiei, fie că acestea sînt proiectate pe retina ochiului, în planul stratului fotosensibil din aparatul de luat vederi, sau pe un ecran de proiecţie.

Imagini virtuale sînt cele ce se formează în punctele de intersecţie ale direcţiei razelor fasciculelor divergente, prelungite în sensul invers propagării (fig. III.1). Deoarece apar în fascicule divergente, imaginile virtuale nu pot fi proiectate, în schimb acestea sînt vizual perceptibile şi pot fi fotografiate, deoarece ochiul şi obiectivul, ca sisteme convergente, concentrează fasciculele divergente formînd imagini reale (fig. III.2 şi III.3).

Se precizează că toate elementele şi sistemele optice cu suprafeţe plane (oglinzi, dioptri, lame, prisme etc.) produc imagini virtuale de aceeaşi mărime cu obiectul.

1. Oglinzi plane

Orice suprafaţă plană lucioasă cu capacitate de reflexie dirijată constituie o oglindă plană. Oglinda plană este des-

Scanned with OKEN Scanner

tinată schimbării direcției de propagare a fasciculelor de lumină, fără modificarea formei acestora, și implicit obținerii imaginilor virtuale simetrice cu obiectul.

a. *Construcția imaginilor*

Pentru a construi imaginea unui punct obiect prin orice element sau sistem optic cu suprafețe plane, este suficient ca din fasciculul luminos pe care acesta îl emite să se considere două raze incidente: o rază normală, care în urma reflexiei sau refracției nu deviază de la direcția inițială, și o rază secundară, aleasă arbitrar sub orice unghi de incidență.

În cazul oglinzii, razele reflectate fiind divergente, rezultă că imaginea P' se formează în punctul de intersecție al prelungirii acestora în sens invers sensului de propagare (fig. III.1). Aplicînd legea reflexiei pentru cele două raze se constată egalitatea triunghiurilor POO_1 și $P'OO_1$, deci imaginea se formează pe direcția normalei într-o poziție echidistantă față de planul oglinzii. Prin urmare, pentru determinarea imaginii unui obiect de dimensiuni finite, constituit dintr-o infinitate de puncte, este suficient ca regula de mai sus să fie aplicată numai pentru punctele de extremitate ale obiectului (fig. III.3 și III.4).

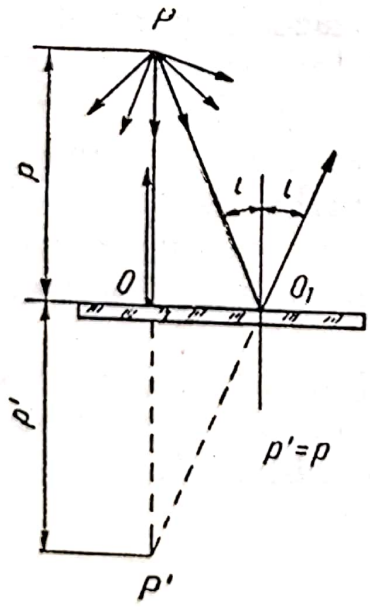


Fig. III.1. Construcția imaginii unui punct obiect prin oglinda plană.

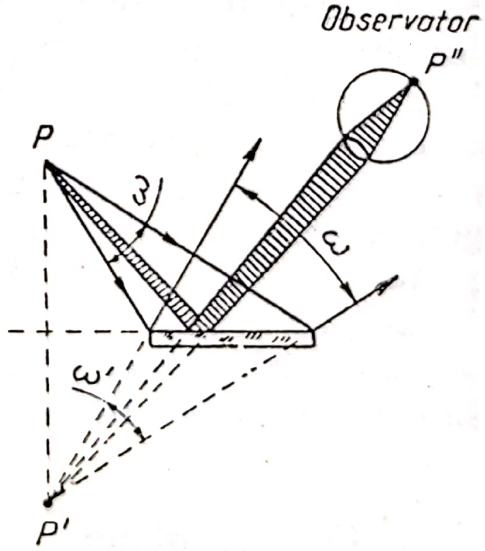


Fig. III.2. Vizibilitatea imaginii și cîmpul vizual al oglinzii plane.

Scanned with OKEN Scanner

Analizînd figurile prezentate, pe baza legii reflexiei rezultă următoarele concluzii:

— imaginea este virtuală şi de aceeaşi mărime cu obiectul;

— imaginea şi obiectul sînt simetrice faţă de planul oglinzii;

— în planul de incidenţă (planul figurii) imaginea apare răsturnată, respectiv inversată cu 180°, pe cînd în planul perpendicular la planul de incidenţă aceasta păstrează sensul obiectului;

— oglinda plană este unicul element optic lipsit de aberaţii.

Pentru ca imaginea unui punct obiect să fie vizibilă este necesar ca observatorul să se găsească în *cîmpul vizual* al

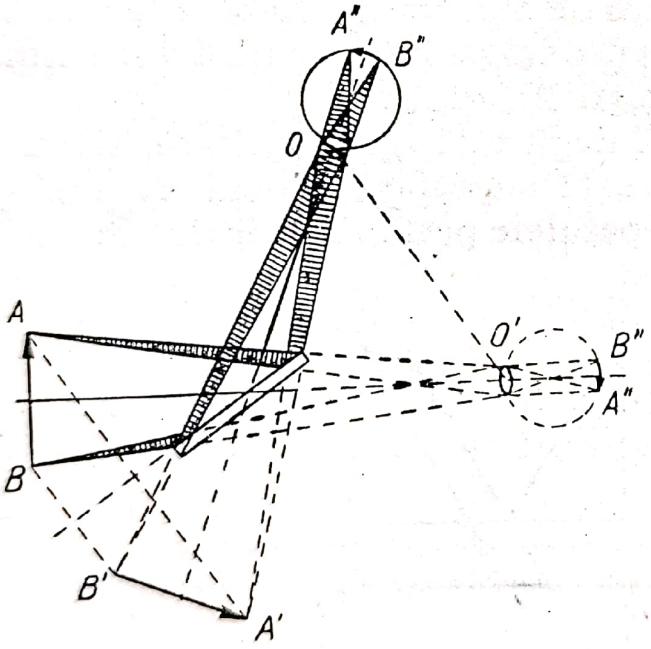


Fig. III.3. Construcţia şi vizibilitatea imaginii unui obiect.

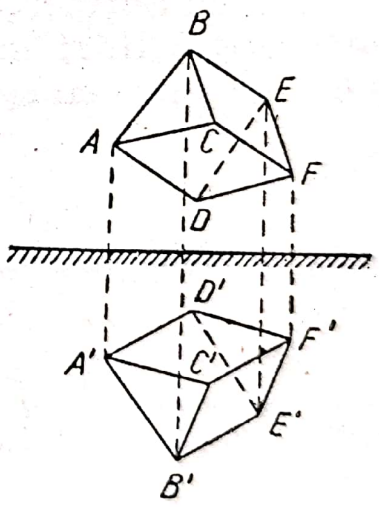


Fig. III.4. Construcţia imaginii unui corp geometric.

oglinzii, cuprins între razele reflectate la marginile acesteia (fig. III.2). Pentru asigurarea vizibilităţii obiectelor de dimensiuni finite mărimea minimă a oglinzii depinde de mărimea obiectului, de poziţia observatorului şi de poziţia oglinzii. În acest caz oglinda poate fi cu atît mai mică, cu cît ea este mai apropiată de observator (fig. III.3).

Scanned with OKEN Scanner

Din legea reflexiei rezultă că rotirea oglinzii cu un anumit unghi față de poziția inițială determină devierea razelor reflectate, și respectiv a imaginii, cu un unghi de două ori mai mare.

b. *Particularități de utilizare*

Ținînd seama că oglinda plană este lipsită de orice aberații, calitatea imaginii depinde numai de calitatea suprafeței reflectante, care trebuie să fie perfect plană și să prezinte un coeficient de reflexie cît mai mare.

În tehnica foto-filmării utilizarea oglinzilor obișnuite, cu stratul reflectant depus pe fața dorsală a plăcii de sticlă, nu se recomandă, deoarece reflexia de pe fața transparentă produce dedublarea conturului imaginii, determinînd apariția unei imagini parazitare (fig. III.5), ameliorarea căreia reclamă utilizarea unui filtru de polarizare. În plus, abaterea de la paralelismul fețelor și neomogenitatea sticlei determină o scădere sensibilă a calității imaginii.

Pentru obținerea unor imagini de bună calitate, trebuie utilizate oglinzi metalizate la suprafață, avînd ca suport lame de sticlă cu fețe plan-paralele prelucrate optic. În acest

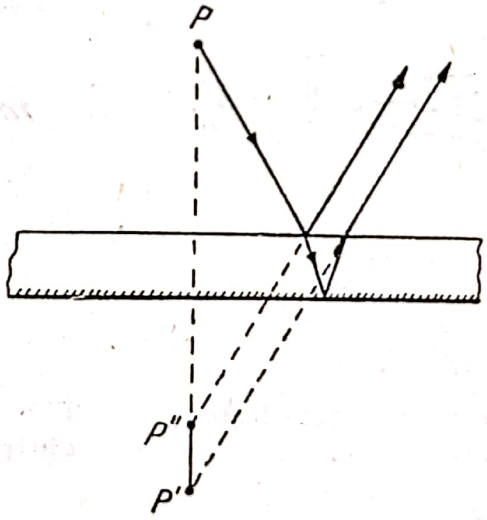


Fig. III.5. Dedublarea imaginii prin oglinzi obișnuite.

caz stratul reflectant este format din argint sau aluminiu, depuse prin evaporare în vid înaintat [9]. Oglinzile argintate prezintă un coeficient de reflexie de 90—95%. Deși oglinzile aluminizate prezintă un coeficient de reflexie mai redus

Scanned with OKEN Scanner

(80—85%), acestea sînt mai stabile, pierderea reflexiei în procesul de oxidare ulterioară fiind substanțial mai mică.

În tehnica trucajelor foto-cinematografice, cînd apare necesitatea înregistrării simultane pe aceeași fotogramă a unor imagini combinate, se utilizează oglinzi semitransparente, care pot fi semimetalizate sau interferențiale, ultimile fiind de o calitate superioară. Pentru evitarea fenomenului de dedublare a imaginii, oglinda trebuie orientată cu fața reflectantă spre obiectiv.

c. *Sisteme de oglinzi plane*

Oglinzile plane se asociază în diverse sisteme pentru multiple scopuri, dintre care, din punct de vedere al utilității practice prezentăm cîteva mai reprezentative.

● Sisteme pentru *multiplicarea imaginii* aceluiași obiect, în scopul realizării unor trucaje optice. Asemenea efecte se obțin numai dacă unghiul dintre oglinzi este mai mic de 180°.

În cazul asocierii a două oglinzi, pentru obținerea unui număr de N imagini este necesar ca unghiul dintre oglinzi să corespundă expresiei:

$$\alpha = \frac{360°}{N+1} \qquad \text{(III.1)}$$

Conform acestei expresii, în funcție de numărul imaginilor se obțin următoarele unghiuri:

N	1	2	3	4	5	6	7	...	∞
α	180°	120°	90°	72°	60°	51,5°	54°	...	0 (oglinzi paralele)

Schema multiplicării, cît și a percepției imaginilor pentru $N=2$ și 4 este prezentată în fig. III.6.

Din expresia (III.1) și fig. III.6, *a* rezultă că pentru unghiuri mai mari de 90°, prin fiecare oglindă se formează cîte o singură imagine, deci, în vederea multiplicării, numărul necesar de oglinzi trebuie să fie egal cu numărul de imagini. Dacă unghiul dintre oglinzi este mai mic de 90°, între acestea apar reflexii succesive capabile de a produce imagini multiple, în număr cu atît mai mare cu cît unghiul este mai mic. Acest fenomen se explică prin faptul că imaginea pro-

Scanned with OKEN Scanner

dusă de una dintre oglinzi constituie un obiect virtual pentru cea de a doua, pentru ca aceasta, la rîndul ei, să constituie un nou obiect pentru prima etc. (fig. III.6, *b*).

Este de remarcat faptul că fiecare imagine redă o altă faţetă a obiectului, iar dacă acesta este situat între oglinzi şi observator ne apare multiplicată partea lui dorsală. În această variantă operatorul cu aparatul de luat vederi trebuie mascat cu un paravan negru, astfel încît imaginea lor să nu apară în cadru (fig. III.7, *a*).

Pentru ca imaginile multiplicate să reprezinte partea frontală a obiectului, sistemul de oglinzi trebuie intercalat între obiect şi aparat sub un unghi în jur de 45° (fig. III.7, *b*). Un asemenea sistem prezintă în plus avantajul de a putea

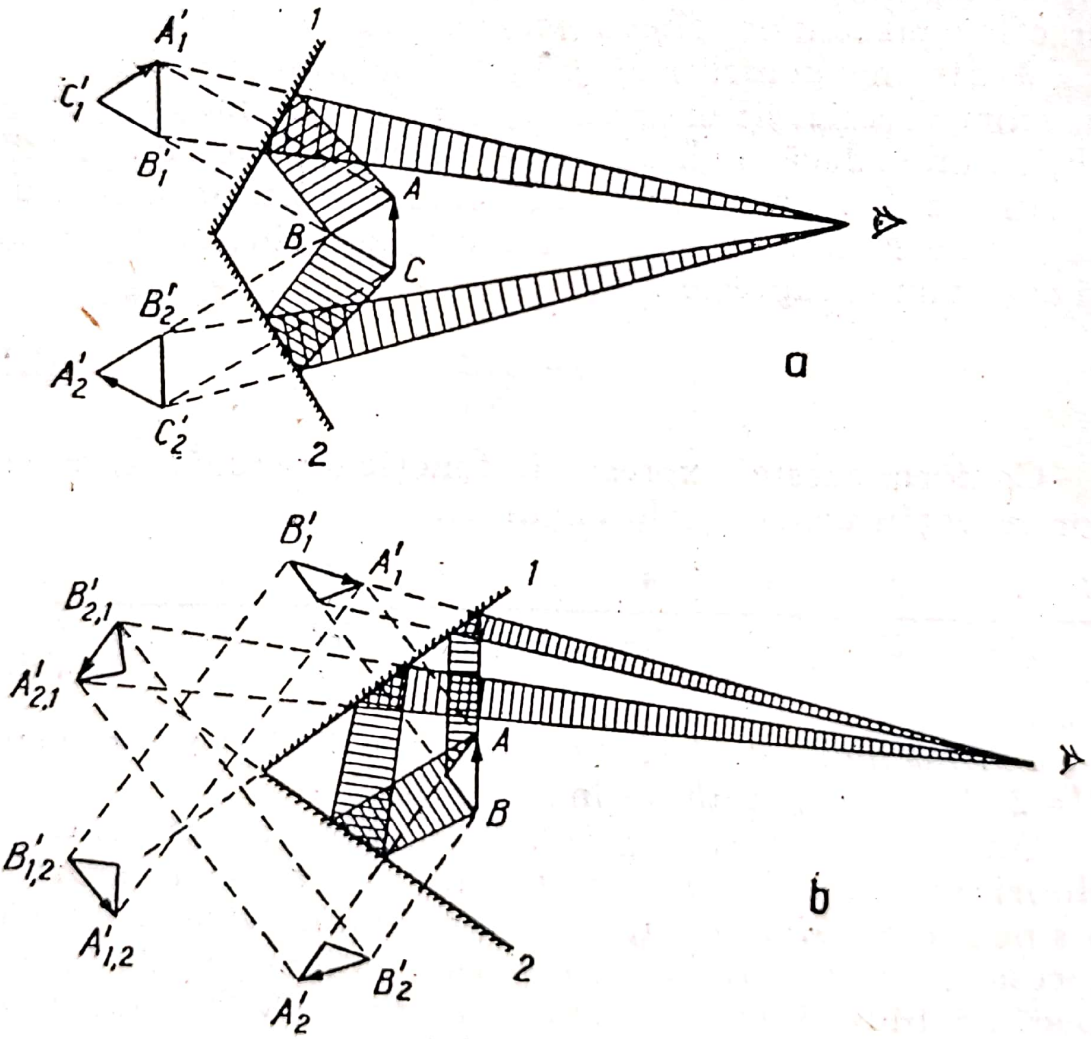


Fig. III.6. Multiplicarea imaginii prin două oglinzi plane:
a — pentru $\alpha=120°$; *b* — pentru $\alpha=72°$.

Scanned with OKEN Scanner

fi adaptat în imediata apropiere a obiectivului, necesită oglinzi de dimensiuni mici iar liniile de îmbinare nu sînt sesizabile, deoarece acestea intră în zona de neclaritate a imaginii. Sistemul se utilizează prin excelență pentru multi-

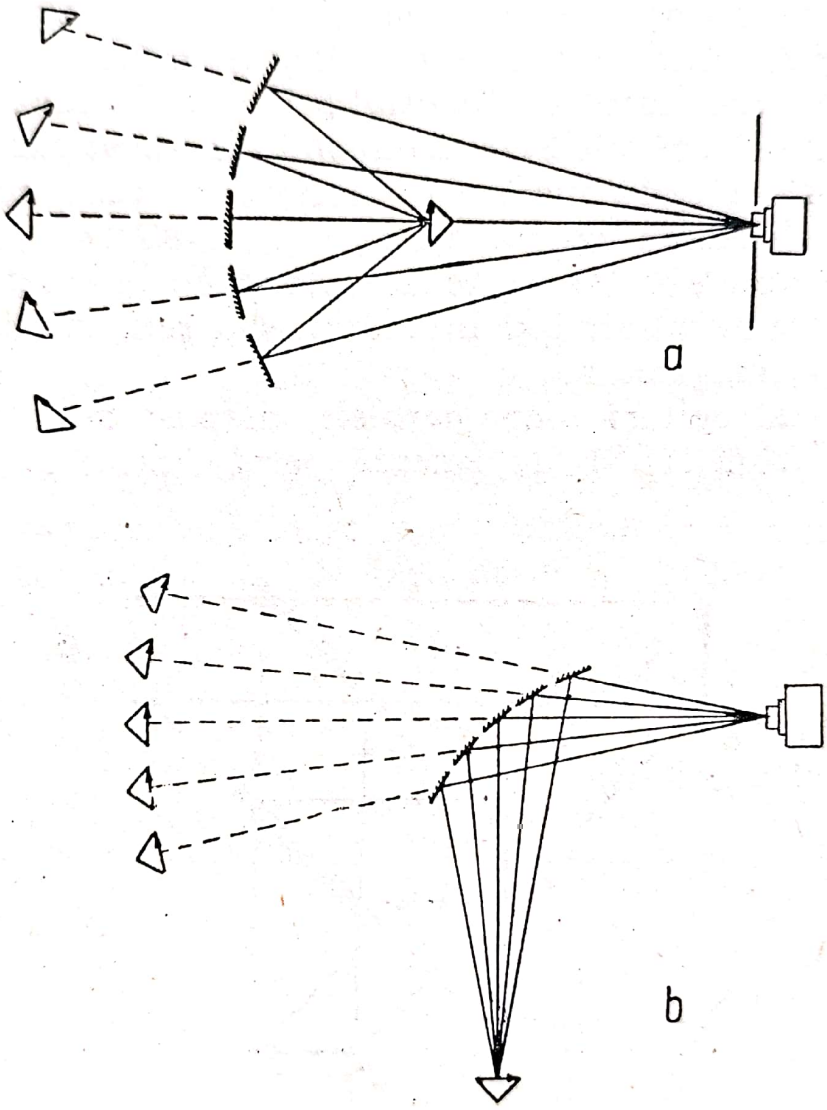


Fig. III.7. Scheme de multiplicare pentru cadre generale:
a — inclusiv obiectul; *b* — exclusiv obiectul.

plicarea imaginii obiectelor situate la distanțe mari, specifice cadrelor generale.

Teoretic, prin două oglinzi plane-paralele apar o infinitate de reflexii și o infinitate de imagini. Astfel, într-o încăpere cu pereți paraleli acoperiți cu oglinzi se creează senzația unei încăperi cu o întindere foarte mare, multiplicînd aceleași elemente. Practic, numărul de imagini și profunzimea

Scanned with OKEN Scanner

spațiului perceput sînt limitate de pierderile de lumină prin reflexie. De exemplu, considerînd coeficientul de reflexie $\rho=0{,}85$, pe baza expresiei (II.12), după 20 reflexii succesive luminozitatea imaginii reprezintă numai 4% față de cea a obiectului.

Crearea în imagine a unui spațiu perfect simetric se poate realiza prin intermediul unei singure oglinzi, dispusă în imediata apropiere a obiectivului, astfel încît suprafața reflectantă să coincidă cu axa optică. În acest caz jumătatea neutilizată a obiectivului se obturează, ceea ce implică, evident, dublarea expunerii.

● Sisteme sub formă de *echere optice*, destinate devierii fasciculelor de lumină și inversării sau redresării corespunzătoare a imaginilor.

— *Două oglinzi plane-paralele*, dispuse sub forma periscopului (fig. III.8), deplasează paralel fasciculul luminos

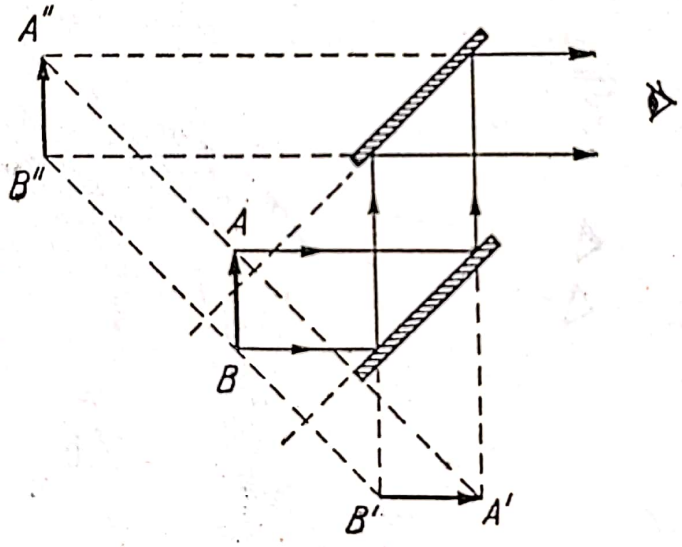


Fig. III.8. Imagini prin două oglinzi plane-paralele.

și respectiv imaginea, pe o distanță egală cu distanța dintre centrul oglinzilor. Acest sistem produce o imagine dreaptă, deoarece imaginea inversată de prima oglindă este redresată de cea de-a doua. Este evident că o a treia oglindă, paralelă cu celelalte două, ar devia din nou fasciculul cu 90° și ar produce inversarea imaginii.

Din cele relatate rezultă că sistemele alcătuite dintr-un număr par de oglinzi plane-paralele produc deplasarea paralelă a fasciculelor fără inversarea imaginilor, pe cînd siste-

Scanned with OKEN Scanner

mele compuse din oglinzi ce formează un număr impar produc devierea fasciculelor cu 90° şi inversarea imaginilor cu 180°.

— *Două oglinzi dispuse sub un unghi drept* produc deplasarea şi întoarcerea fasciculelor de lumină, inversînd imaginea cu 180° (fig. III.9).

Dacă cele două oglinzi dispuse sub un unghi drept formează faţă de direcţia fasciculului incident un unghi de 45°, sistemul va produce devierea acestuia cu 90° şi inversarea imaginii cu 180°, în ambele plane, respectiv sus-jos şi stînga-dreapta. Dubla inversare în acest caz se explică prin existenţa a două plane de incidenţă (fig. III.10).

— *Două oglinzi dispuse sub un unghi de 45°* deviază fasciculul sub un unghi drept, fără a inversa imaginea (fig. III.11).

Observînd traseul razelor de lumină în fig. III.9 şi III.11, se constată că între razele incidente şi emergente se formează un unghi dublu faţă de unghiul dintre oglinzi.

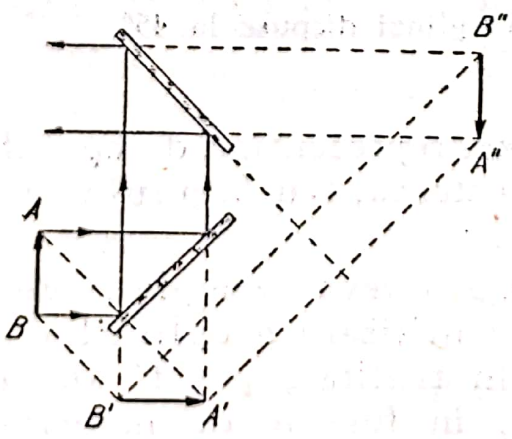


Fig. III.9. Imagini prin oglinzi dispuse sub un unghi drept.

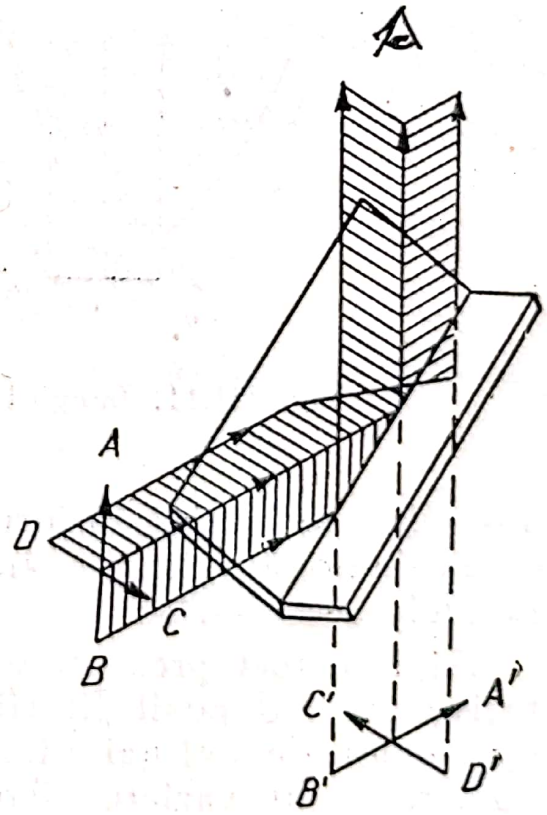


Fig. III.10. Devierea fasciculului cu 90° şi inversarea imaginii în ambele sensuri.

Scanned with OKEN Scanner

Acest unghi rămîne constant chiar dacă unghiurile de incidenţă diferă de cele prezentate în respectivele figuri. Datorită acestui fenomen, direcţia fasciculului emergent şi respectiv imaginea rămîn nemişcate, chiar dacă sistemul în

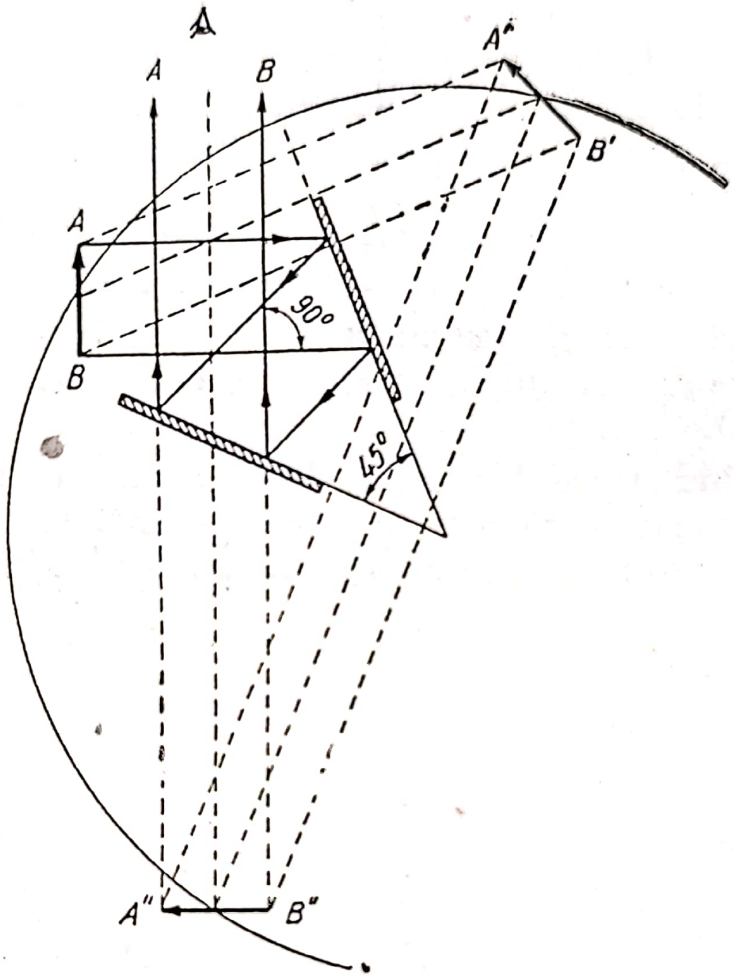


Fig. III.11. Imagini prin oglinzi dispuse la 45°.

ansamblu se înclină în jurul axei reprezentînd dreapta după care cele două oglinzi se intersectează, sau în jurul unei axe paralele acesteia.

Aici au fost prezentate numai cîteva exemple reprezentative privind posibilităţile de utilizare a oglinzilor şi a sistemelor de oglinzi plane. În realitate pot fi alcătuite numeroase şi variate sisteme, în funcţie de necesităţile practice. Un exemplu deosebit ar fi utilizarea oglinzilor metalice deformabile, care permit deformarea imaginii subiectului pînă la caricaturizare.

Scanned with OKEN Scanner

2. Dioptrul plan

Denumirea de dioptru este atribuită oricărei suprafețe transparente mărginite de două medii cu indici de refracție diferiți. Este evident că dioptrul plan este cel mai simplu element optic bazat pe principiul refracției. Studiul formării imaginilor prin acest element face posibilă înțelegerea limitărilor calitative în privința formării imaginilor prin toate sistemele optice clasice bazate pe principiul refracției.

a. *Construcția imaginii unui punct obiect*

Pentru determinarea poziției imaginii unui punct obiect P, produsă de dioptrul plan (fig. III.12, *a*), cu indicii de refracție $n>n'$, se consideră două raze de lumină monocromatică: raza normală PO și o rază PA sub un unghi de incidență oarecare i, ce se refractă sub unghiul i'. Deoarece razele emergente dioptrului sînt divergente, imaginea P' va fi virtuală și situată pe direcția normalei, în punctul de intersecție al prelungirii razelor emergente în sens invers sensului de propagare. Notînd cu p și p' distanțele de la dioptru la obiect și respectiv la imagine, din triunghiurile POA și $P'OA$ cu latura OA comună avem: $OA=p\operatorname{tg} i=p'\operatorname{tg} i'$, de unde rezultă:

$$p'=p\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} i'}=p\frac{\sin i\cos i'}{\cos i\sin i'}.$$

Pe baza legii refracției se obține distanța de la dioptru la imagine:

$$p'=p\frac{n'\cos i'}{n\cos i} \qquad \text{(III.2)}$$

Prin urmare, dioptrul plan produce o deplasare a imaginii față de obiect egală cu distanța:

$$d=p-p'=p\left(1-\frac{n'}{n}\frac{\cos i'}{\cos i}\right) \qquad \text{(III.3)}$$

Din expresiile de mai sus rezultă că poziția imaginii nu depinde numai de caracteristica dioptrului n și n', ci și de

unghiul de incidenţă al razei considerate (fig. III.12, *b*). Pe măsură ce unghiul de incidenţă creşte, imaginea se apropie de suprafaţa refringentă, pe care o atinge în condiţiile unghiului de incidenţă egal cu unghiul limită al reflexiei totale.

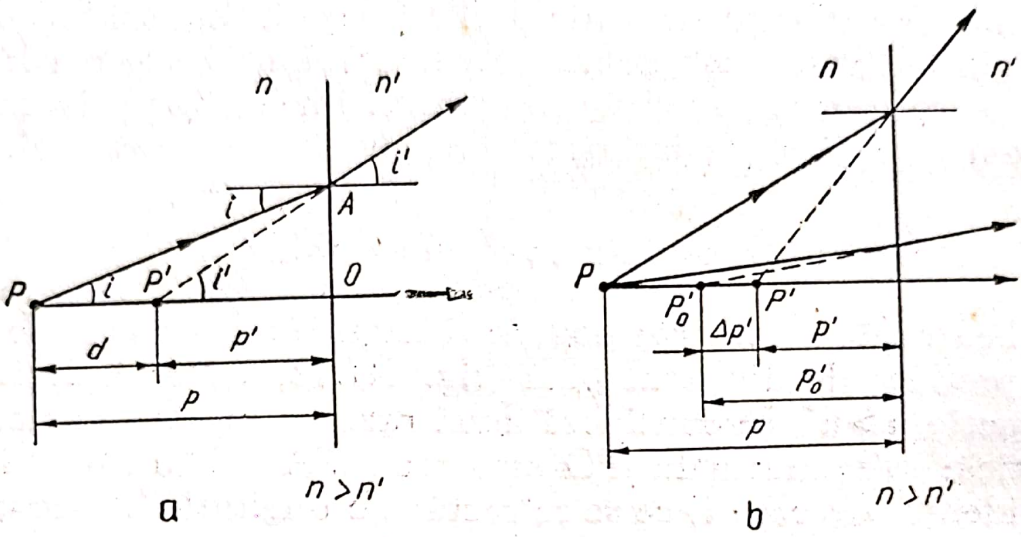


Fig. III.12. Formarea imaginii prin dioptrul plan:
a — construcţia; *b* — variaţia poziţiei imaginii în funcţie de unghiul de incidenţă.

b. *Aberaţiile dioptrului plan*

Deoarece razelor cu incidenţe diferite le corespund imagini diferite, în fascicule largi imaginea unui punct obiect nu este punctiformă, ci este redată sub forma unor pete difuze de mărimi şi luminanţe diferite (fig. III.13). În cazul prezentat, cea mai bună aproximare a imaginii punctului obiect o constituie pata difuză situată între imaginile P'_2 şi P'_3. În asemenea condiţii se spune că sistemul optic prezintă aberaţii. În acest caz este vorba de o aberaţie de deschidere a fasciculului, denumită *aberaţie de sfericitate* deoarece în urma refracţiei unda emergentă devine asferică. Este evident că pe măsură ce deschiderea fasciculului se micşorează, această aberaţie se ameliorează şi calitatea imaginii se îmbunătăţeşte.

Poziţia imaginii devine invariabilă faţă de unghiul de incidenţă numai pentru fascicule cu unghiuri de deschidere şi unghiuri de incidenţă foarte mici, în limita cărora sinusul şi tangenta se confundă cu însăşi valoarea unghiurilor iar

Scanned with OKEN Scanner

cosinusul devine egal cu unitatea. Asemenea fascicule, ce aparţin opticii lui Gauss, se numesc *fascicule paraxiale*. Prin urmare, pentru fasciculele paraxiale dioptrul este lipsit de aberaţii iar expresiile (III.2) şi (III.3) devin:

$$p'_0 = p\frac{n'}{n} \text{ şi} \qquad \text{(III.4)}$$

$$d = p\left(1 - \frac{n'}{n}\right) = p\left(\frac{n-n'}{n}\right), \qquad \text{(III.5)}$$

de unde rezultă că poziţia imaginii depinde numai de poziţia obiectului şi de caracteristicile dioptrului: n şi n'.

Prin diferenţa $\Delta p' = p'_o - p'$ se caracterizează aberaţia de sfericitate longitudinală (fig. III.12, *b*).

De exemplu, dacă se consideră un punct obiect situat în apă ($n = 1{,}33$) la o adîncime $p = 50$ cm, pe baza raţionamentelor de mai sus se obţine:

— adîncimea imaginii văzută din aer ($n' = 1$) pe direcţie normală: $p'_o = 37{,}6$ cm;

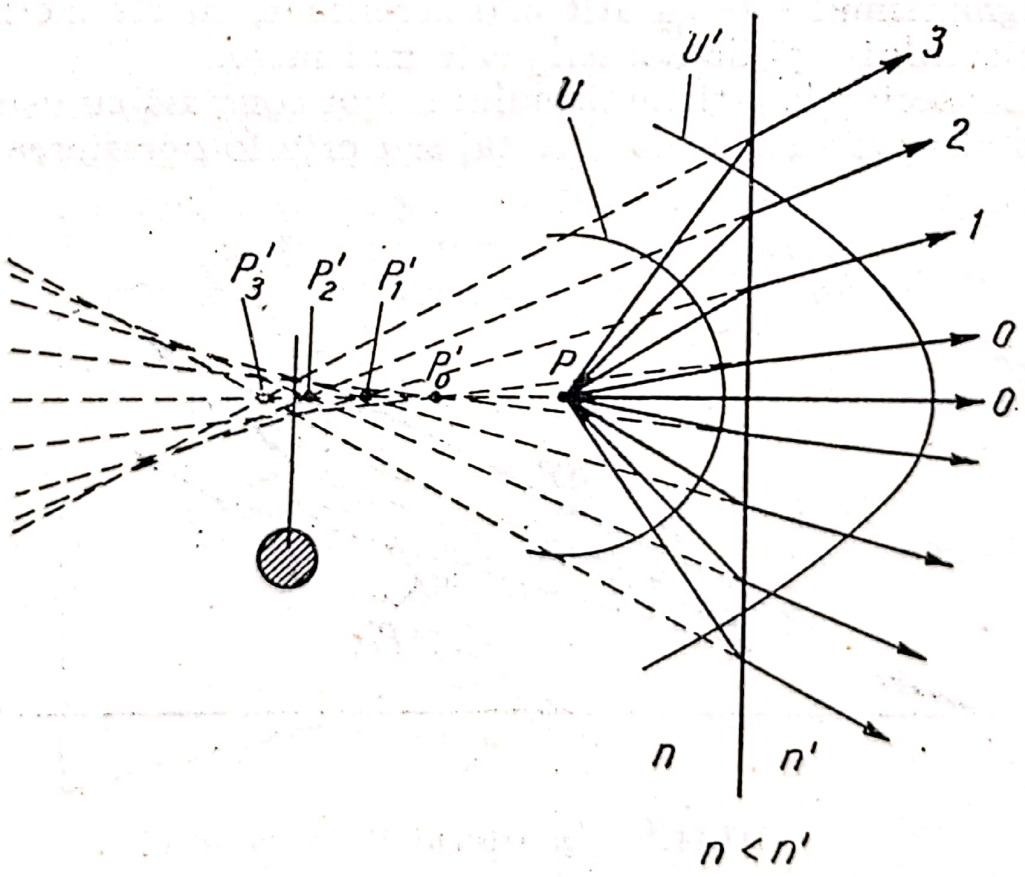


Fig. III.13. Aberaţia de sfericitate a dioptrului plan:
u — undă sferică; u' — undă asferică.

Scanned with OKEN Scanner

— adîncimea imaginii văzută sub unghiul $i'=60°$ ($i=34°$) este: $p'=23$ cm;

— aberația de sfericitate: $\Delta p'=37{,}6-23=14{,}6$ cm.

În continuare se prezintă structura imaginii în cazul cînd aceasta este formată de un fascicul spațial îngust și înclinat (fig. III.14). În concordanță cu fenomenele prezentate se observă că prelungirile razelor emergente corespunzătoare fasciculului plan PBD intersectează normala în punctul P'_{BD}, cele ale fasciculului PAC — în punctul P'_{AC}, iar prelungirile celor două fascicule se intersectează între ele pe linia P'_{AB} P'_{CD}.

O asemenea aberație se numește *astigmatism*. În acest caz imaginea unui punct obiect este redată sub forma unei imagini astigmatice formate din două linii perpendiculare una față de alta: $P'_{BD}P'_{AC}$ și $P'_{AB}P'_{CD}$ avînd între ele o anumită distanță numită distanță de astigmatism.

Linia situată pe direcția normalei se numește imagine sagitală (sau ecuatorială) iar linia perpendiculară față de prima — imagine meridională (sau tangențială). Este evident că astigmatismul este cu atît mai accentuat, cu cît înclinația fasciculului față de normală este mai mare.

Consecințele astigmatismului se pot constata cu ușurință prin observarea vizuală directă, sau prin fotografierea unui

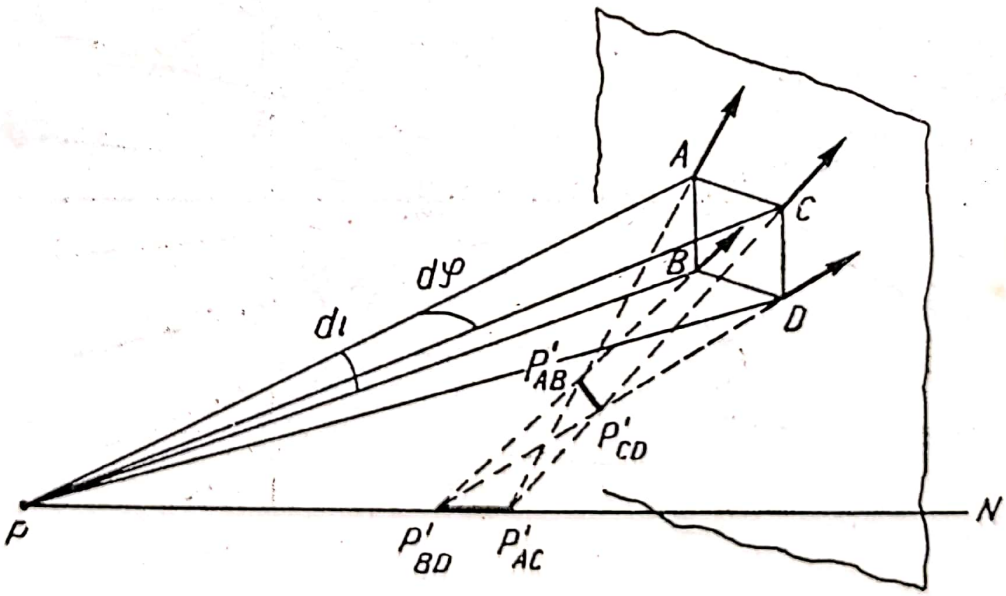


Fig. III.14. Astigmatismul dioptrului plan.

obiect situat într-un lichid transparent, de exemplu în apă limpede. Dacă obiectul se privește sau se fotografiază pe

Scanned with OKEN Scanner

direcția normalei sau sub un unghi de înclinație mic, imaginea va fi clară, deoarece deschiderea fasciculului corespunzătoare pupilei ochiului sau celei a obiectivului este suficient de mică pentru ca aberația de sfericitate să nu se manifeste vizibil. Pe măsură ce direcția de privire se înclină față de normală, imaginea se apropie de suprafața apei și devine din ce în ce mai neclară, tocmai datorită astigmatismului.

Dacă aberația de sfericitate și astigmatismul se manifestă chiar și în lumină monocromatică, în lumină albă acționează în plus aberația cromatică determinată de dispersie.

Deoarece construcția obiectivelor fotografice și a altor sisteme optice clasice se bazează pe fenomenul refracției, este evident că imagini care să satisfacă exigențele calitative actuale se obțin numai prin corijarea corespunzătoare a aberațiilor, ceea ce conduce la realizarea unor sisteme optice complexe și foarte costisitoare.

c. *Construcția imaginii obiectelor de dimensiuni finite*

În condițiile privirii sau fotografierii pe direcție normală, condiții în care aberațiile nu se manifestă vizibil, imaginea oricărui punct obiect se găsește pe direcția normalei la o distanță corespunzătoare expresiei (III.4), distanța dintre obiect și imaginea sa fiind determinată prin expresia (III.5).

În cazul concret, cînd se privește din aer, avem $n'=1$ și atunci:

$$p'_0=\frac{p}{n} \text{ și } d=p\left(\frac{n-1}{n}\right)$$

Aplicînd aceste reguli pentru punctele de extremitate ale obiectului se găsește că imaginea este virtuală, dreaptă, și situată de aceeași parte cu obiectul (fig. III.15).

3. Lama cu fețe plan-paralele

Se definește ca lamă cu fețe plan-paralele orice corp transparent mărginit de două fețe plane și paralele, avînd indicele de refracție diferit de cel al mediului înconjurător. Principial lama constituie o asociere din doi dioptri plani

Scanned with OKEN Scanner

paraleli şi se caracterizează prin grosime şi indice de refracţie.

În practica foto-filmării se utilizează lame sub formă de filtre de lumină, cristale de protecţie în faţa obiectivelor, geamuri ale vitrinelor, ferestrelor etc.

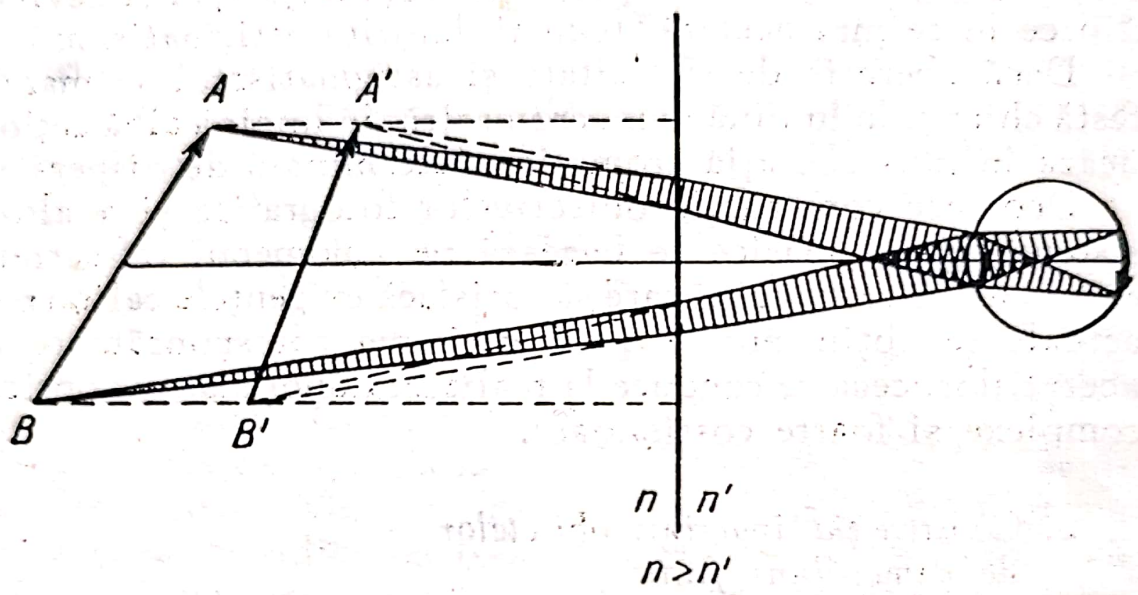


Fig. III.15. Construcţia şi vizibilitatea imaginii unui obiect.

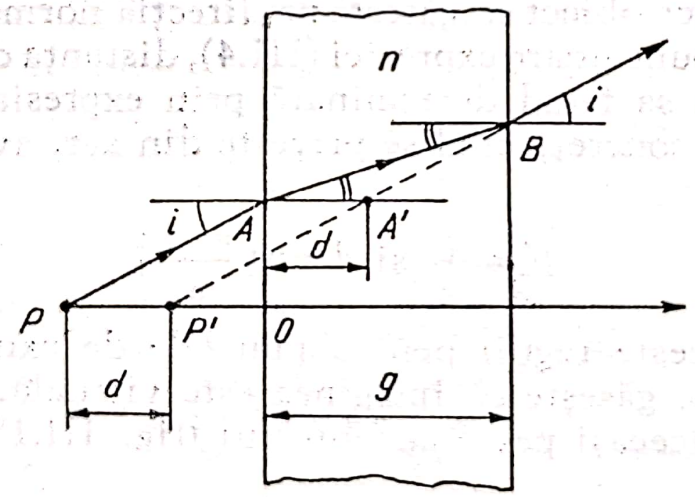


Fig. III.16. Construcţia imaginii prin lama cu feţe plan-paralele.

Construcţia imaginii unui punct obiect prin lamă se bazează pe utilizarea razei normale *PO* ce traversează lama fără a se refracta şi a unei raze *PA* sub un unghi de incidenţă oarecare *i* (fig. III.16). Aplicînd succesiv legea refracţiei

Scanned with OKEN Scanner

pentru cele două fețe ale lamei în punctele de incidență A și B, se constată că raza emergentă rămîne paralelă cu raza incidentă. Deoarece în urma refracției razele emergente sînt divergente, imaginea virtuală P' se formează în punctul de intersecție al acestor raze, prelungite în sens invers sensului de propagare.

În ipoteza că punctul obiect s-ar afla în punctul A imaginea s-ar forma la fel ca în cazul dioptrului plan, în punctul A', la o distanță d corespunzătoare expresiei (III.3), în care $p=g$ (grosimea lamei) și $n'=1$. În virtutea paralelismului dintre razele incidentă și emergentă, rezultă că lama cu fețe plan-paralele produce o deplasare a imaginii pe direcția normalei, identică cu cea a unui dioptru plan echivalent și cu aceleași aberații, dar cu atît mai reduse cu cît lama este mai subțire. Dispusă în aer, în fascicule normale și cu unghiuri de deschidere mici, în virtutea expresiei (III.5) aceasta va produce o deplasare a imaginii egală cu:

$$d=g\left(\frac{n-1}{n}\right). \qquad \text{(III.6)}$$

Construcția imaginii unui obiect de dimensiuni finite se bazează pe determinarea poziției imaginii punctelor de extremitate ale acestuia. Se constată, astfel, că imaginea este virtuală, dreaptă, de aceeași mărime cu obiectul și deplasată față de acesta cu distanța corespunzătoare expresiei (III.6). Pentru exemplificare, lama este asociată unui obiectiv (fig. III.17).

Influența lamei asupra construcției și a calității imaginii. Pentru elucidarea acestei probleme să considerăm un filtru din sticlă de grosime $g=3$ mm și indice de refracție $n=1,5$ dispus în fața unui obiectiv, apoi în spatele acestuia (fig. III.17). Conform expresiei (III.6) respectivul filtru va produce deplasarea imaginii cu 1 mm. Este evident că în spațiul obiect, o asemenea deplasare nu este în măsură să influențeze formarea imaginii, în schimb, în spațiul imagine aceeași deplasare va produce schimbarea poziției focarului și a imaginii, dereglînd astfel scala de punere la punct a obiectivului. Din cele relatate rezultă că în spatele obiectivelor pot fi montate numai filtre din folii de gelatină, al căror efect de deplasare este practic neglijabil. Cu toate acestea, în cazul reglării punerii la punct a transfocatoarelor,

Scanned with OKEN Scanner

trebuie să se țină seama chiar și de această mică deplasare, deoarece orice abatere de la poziția corectă a transfocatorului față de planul peliculei determină modificarea planului de claritate în timpul variației distanței focale.

În afara fenomenelor prezentate, o influență hotărîtoare asupra calității imaginii o exercită calitatea filtrului, res-

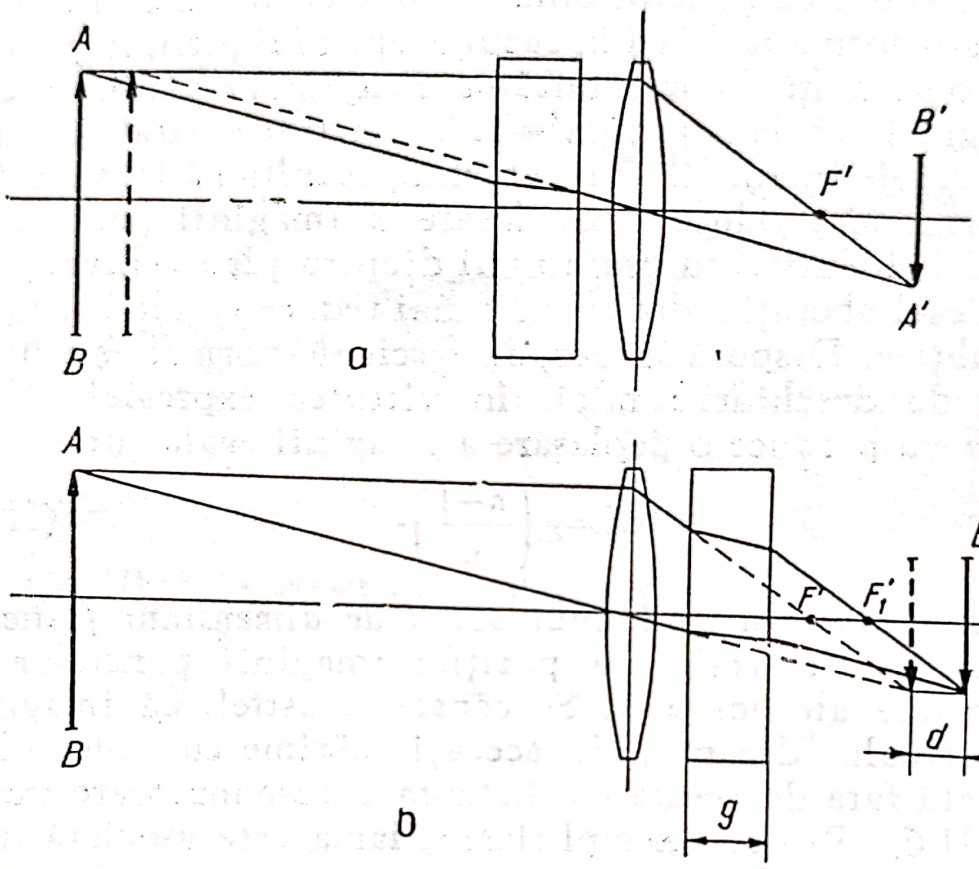


Fig. III.17. Influența lamei asupra formării imaginii prin obiective: *a* — lama în fața obiectivului; *b* — lama în spatele obiectivului.

pectiv omogenitatea sticlei și paralelismul fețelor, deoarece variația acestor parametri produce abateri haotice față de traseul normal al razelor emergente, determinînd scăderea clarității și a contrastului imaginii. Asemenea fenomene se pot observa cu ușurință comparînd imaginile aceluiași obiect, fotografiate, una direct și cea de-a doua printr-o sticlă obișnuită. Fenomenele amintite se manifestă pregnant mai ales în cazul teleobiectivelor, deoarece o mică deviere unghiulară a razelor emergente determină în planul imagine devieri cu atît mai mari cu cît distanța focală este mai lungă. Din motivele arătate, utilizarea filtrelor de lumină

Scanned with OKEN Scanner

improvizate trebuie exclusă categoric, chiar dacă acestea sînt realizate pe baza unor sticle recuperate din plăci (clişee) fotografice.

Costul ridicat al fitrelor din sticlă se explică, evident, prin faptul că acestea sînt confecţionate din sticle optice cu feţele corespunzător prelucrate. În plus, pentru a reduce pierderile de lumină prin reflexie (aproximativ 10% de pe ambele feţe ale lamei) şi implicit influenţa luminii reflectate asupra contrastului imaginii, la ora actuală tot mai multe filtre din sticlă se tratează cu straturi interferenţiale antireflectante.

Necesitatea unui sortiment bogat de filtre, de dimensiuni foarte diferite, pe care îl reclamă tehnica filmării, a condus la utilizarea pe scară largă a filtrelor sub formă de folii de gelatină. Acestea sînt mult mai ieftine şi pot fi decupate uşor la mărimea corespunzătoare monturii obiectivului. Deoarece filtrele din gelatină se deteriorează foarte uşor, fiind sensibile faţă de atingeri mecanice, intemperii, umezeală sau variaţii de temperatură, în scopul protecţiei se recomandă montarea acestora în spatele obiectivului prin intermediul unor inele adecvate, care să asigure, totodată, şi o cît mai bună planeitate.

4. Prisme

Orice corp transparent mărginit de două feţe plane neparalele, avînd indicele de refracţie diferit de cel al mediului înconjurător, se numeşte prismă optică. În principiu prisma constituie o asociere din doi dioptri plani neparaleli.

Deoarece pe feţele prismelor pot avea loc atît fenomene de refracţie cît şi de reflexie, prismele pot fi clasificate în două grupe: prisme refringente şi prisme reflectante.

a. *Prisme refringente*

Prisma refringentă se bazează pe principiul refracţiei succesive prin cele două feţe neparalele şi se caracterizează prin unghiul de refringenţă φ şi indicele de refracţie (fig. III.18).

Scanned with OKEN Scanner

Construcția imaginii unui punct obiect P se obține construind succesiv imaginile prin cele două fețe ale prismei. Pentru prima față, imaginea virtuală P_1' se obține la intersecția prelungirii razei refractate AB cu normala PN_1.

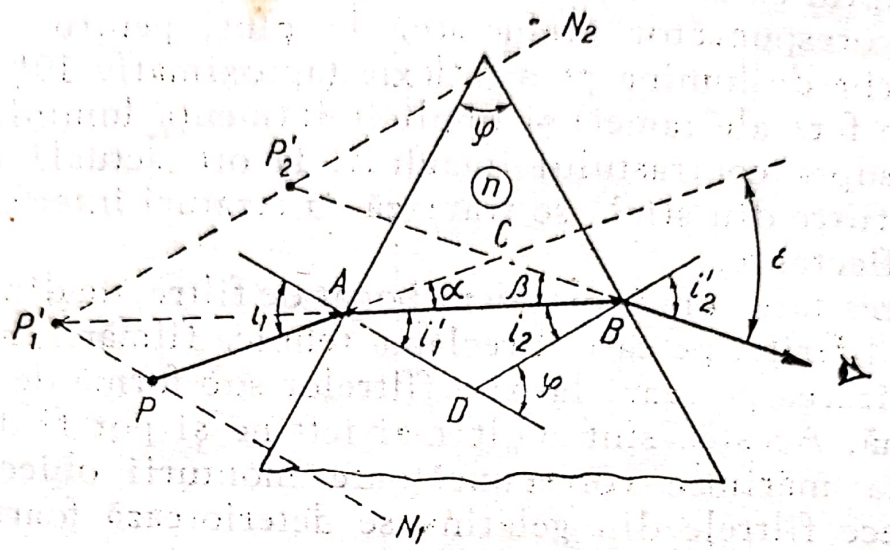


Fig. III.18. Construcția imaginii printr-o prismă de refracție.

Această imagine constituie un obiect virtual pentru fața a doua, astfel încît imaginea finală P_2' apare la intersecția prelungirii razei emergente prismei cu normala $P_1'N_2$.

Unghiul de deviație al prismei, sub care se vede imaginea, se determină pe baza construcției geometrice din fig. III.18. Deoarece acesta este un unghi exterior triunghiului ABC rezultă că:

$$\varepsilon = \alpha + \beta, \text{ în care: } \alpha = i_1 - i_1' \text{ și } \beta = i_2' - i_2.$$

De asemenea, $i_1' + i_2 = \varphi$. Prin înlocuiri se obține:

$$\varepsilon = i_1 + i_2' - \varphi. \qquad \text{(III.7)}$$

Cunoscînd unghiul de incidență i_1, indicele de refracție și unghiul de refringență, pe baza legii refracției se determină unghiul de refracție i_2' și respectiv unghiul de deviație.

Pentru ca un fascicul de raze să traverseze prisma este necesar ca unghiul de refringență să fie mai mic decît dublul unghiului limită al reflexiei totale. În caz contrar, la fața a doua a prismei se va produce o reflexie totală și fasciculul luminos nu va ieși în exterior.

Scanned with OKEN Scanner

Datorită aberațiilor specifice dioptrului plan, prismele cu unghiuri de refringență mari nu sînt capabile de a produce imagini corecte. În plus, datorită dublei refracții de același sens, în lumină albă fenomenul de dispersie se amplifică atît de mult încît imaginea devine puternic colorată. Datorită acestor fenomene, prismele cu unghiuri de refringență mari se utilizează practic numai ca prisme de dispersie pentru descompunerea luminii albe în spectru (v. fig. II.11).

Este evident că imagini corecte se vor obține numai în domeniul opticii lui Gauss, respectiv pentru unghiuri mici de refringență și de incidență. În asemenea condiții, prisma refringentă se numește *„pană optică"* (fig. III.19) și se utilizează numai pentru devieri mici ale fasciculelor de lumină. În acest caz: $i_1 = ni'_1$ și $ni_2 = i'_2$. Înlocuind aceste valori în expresia (III.7) și ținînd seama că $i'_1 + i_2 = \varphi$, se obține unghiul de deviație al penei optice:

$$\varepsilon = \varphi\,(n-1), \qquad \text{(III.8)}$$

care depinde numai de caracteristicile prismei: unghiul de refringență și indicele de refracție.

Pentru determinarea poziției imaginii unui punct obiect prin pană trebuie să se cunoască în plus efectul de deplasare, care este identic deplasării printr-o lamă cu fețe plan-paralele, deci se calculează conform expresiei (III.6). Imaginea unui obiect de dimensiuni finite se obține prin determinarea poziției imaginii punctelor de extremitate ale obiectului.

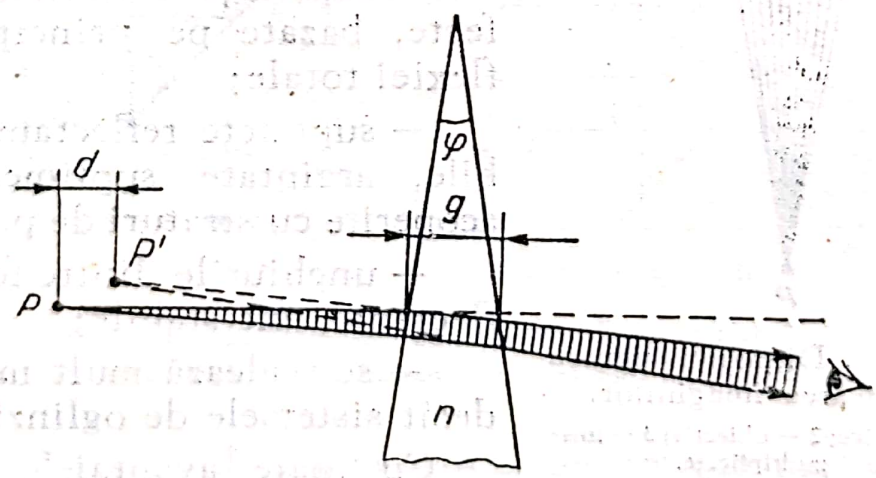


Fig. III.19. Pană optică.

Ca un exemplu de utilizare a penelor optice se menționează dispozitivul pentru multiplicarea imaginilor adaptat în fața obiectivului de luat vederi (fig. III.20). Acesta fiind alcătuit din pene cu unghiuri de refringență uniform crescătoare de la centru spre margini, în planul stratului fotosensibil se vor obține imagini identice, corespunzător deplasate una față de alta.

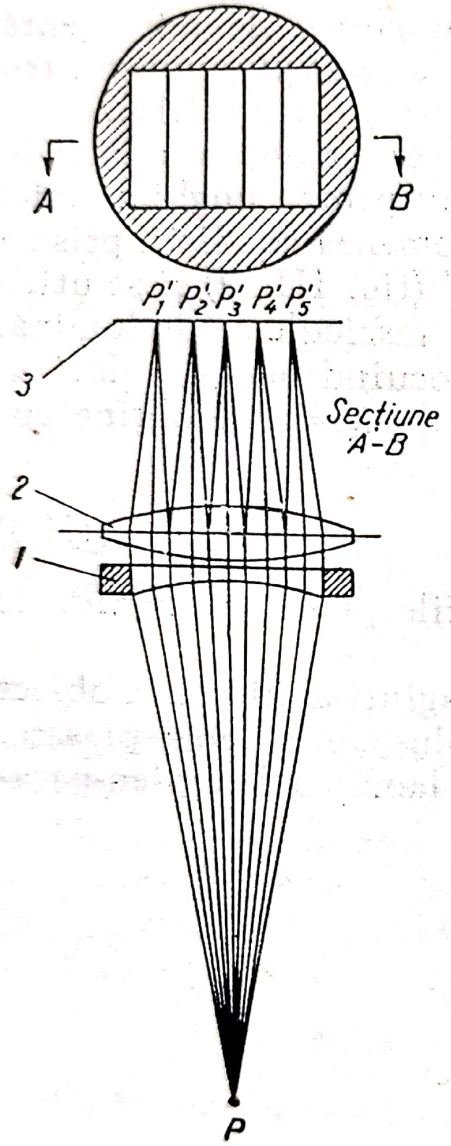


Fig. III.20. Dispozitiv pentru multiplicarea imaginilor.
1 — pene optice; 2 — obiectiv; 3 — imagini multiplicate.

b. *Prisme reflectante*

Acționînd pe principiul reflexiei, prismele reflectante sînt destinate schimbării direcției de propagare a fasciculelor de lumină, respectiv inversării sensului imaginii, înlocuind în anumite cazuri oglinzile și sistemele de oglinzi plane.

Față de oglinzi, prismele reflectante prezintă următoarele avantaje:

— suprafețe reflectante perfecte, bazate pe principiul reflexiei totale;

— suprafețe reflectante durabile, argintate suplimentar și acoperite cu straturi de protecție;

— unghiurile dintre fețele reflectante sînt stabile;

— se reglează mult mai ușor decît sistemele de oglinzi.

Cu toate avantajele prezentate, prismele reflectante nu pot fi asociate obiectivelor fotografice în scopul înlocuirii oglinzilor, deoarece din punct de vedere al drumului optic, acestea sînt echivalente lamelor cu fețe plan-paralele și, datorită grosimii apreciabile, în fascicule largi prezintă aberații sensibile, ce influențează calitatea imaginii. De aceea,

Scanned with OKEN Scanner

prismele reflectante se utilizează cu prioritate în construcția sistemelor de vizare.

Prismele reflectante se prezintă sub diverse forme.

● *Prisma reflectantă dreptunghiulară* este construită în baza unui triunghi dreptunghic isoscel și, în funcție de fețele reflectante, poate fi utilizată în trei variante.

— Prisma cu o singură față reflectantă — ipotenuza — se utilizează pentru devierea fasciculelor de lumină cu 90° și inversarea imaginii cu 180°, înlocuind oglinda plană (fig. III.21, *a*).

În această variantă grosimea lamei echivalente este egală cu cateta prismei, deci, față de obiectul AB, lama formează imaginea A_1B_1 situată față de acesta la o distanță corespunzătoare expresiei (III.6). Prin urmare, față de suprafața reflectantă, imaginea $A'B'$ nu va fi echidistantă cu obiectul, ca în cazul oglinzii, ci cu imaginea acestuia formată de lama echivalentă.

— Prisma cu două fețe reflectante, corespunzătoare catetelor, se utilizează pentru deplasarea cu întoarcerea fasciculului luminos și inversarea imaginii cu 180° (fig. III. 21, *b*),

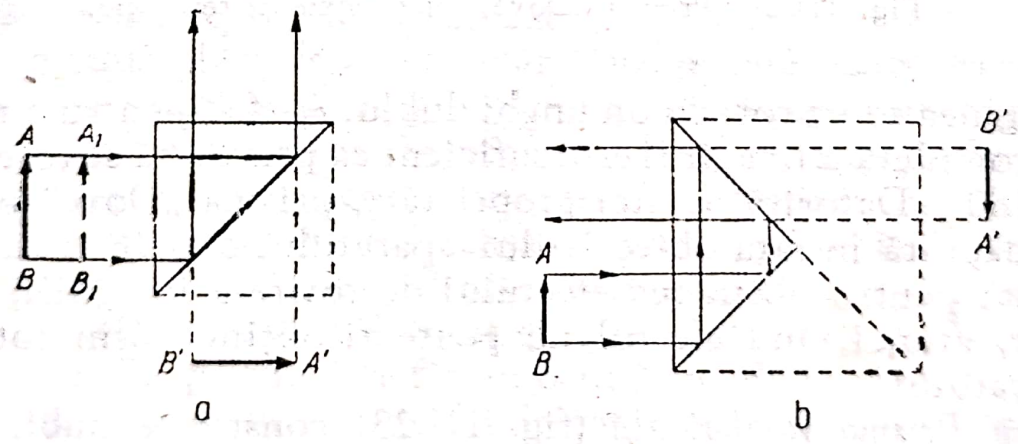


Fig. III.21. Prisme reflectante dreptunghiulare.
a — cu o singură față reflectantă; *b* — cu două fețe reflectante.

înlocuind sistemul format din două oglinzi plane dispuse sub un unghi drept. În acest caz, grosimea lamei echivalente este egală cu ipotenuza. Dacă deplasarea laterală a fasciculului este suficient de mare, vîrful inutil al prismei se elimină, secțiunea acesteia căpătînd o formă trapezoidală.

— Prisma cu o singură față reflectantă, corespunzătoare ipotenuzei, și două fețe refringente, corespunzătoare catete-

Scanned with OKEN Scanner

lor (prisma „Dove"). Această prismă se utilizează pentru inversarea imaginii cu 180° fără schimbarea direcției fasciculului luminos (fig. III.22). În acest caz, vîrful prismei devine inutil, secțiunea acesteia căpătînd forma unui trapez.

Dacă această prismă se rotește în jurul axei longitudinale cu un anumit unghi, datorită înclinării suprafeței reflectante

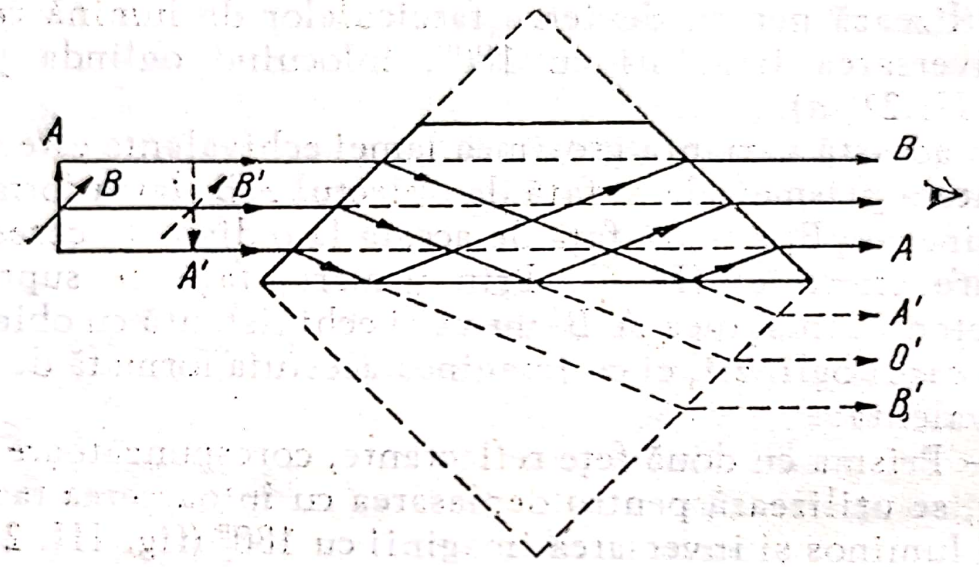


Fig. III.22. Prisma „Dove" cu reflexie și refracție.

imaginea se va roti cu un unghi dublu. Astfel, pentru o rotație completă a imaginii este suficient ca prisma să se rotească cu 180°. Datorită acestei proprietăți, prisma „Dove" poate fi adaptată în fața obiectivului aparatului de filmat sau de copiat pentru obținerea efectului de rotire a imaginii, evident, atunci cînd efectul nu poate fi obținut prin rotirea aparatului.

● *Prisma romboidală* (fig. III.23) constituie îmbinarea într-o singură prismă a efectului produs de două prisme dreptunghiulare cu fețele reflectante paralele. Aceasta este destinată deplasării laterale a imaginii față de obiect, fără inversare, înlocuind astfel sistemul compus din două oglinzi plane paralele.

● *Prisma pentagonală* este constituită în baza unui poligon cu cinci laturi (fig. III.24), dintre care două formează un unghi drept, laturile corespunzătoare fețelor reflectante sînt dispuse sub un unghi de 45°, simetrice față de mediana unghiului drept, latura a cincea rezultînd din eliminarea

Scanned with OKEN Scanner

vîrfului inutil al prismei. Prisma pentagonală se utilizează pentru devierea fasciculelor de lumină cu 90°, fără inversarea imaginii, înlocuind astfel sistemul format din două oglinzi plane dispuse una față de alta sub unghiul de 45°.

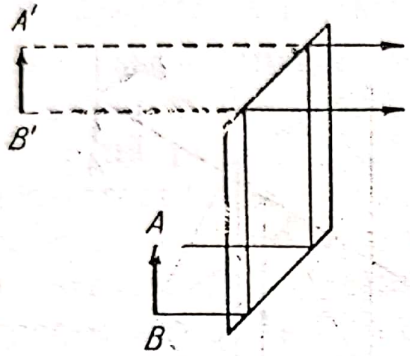


Fig. III.23. Prismă romboidală.

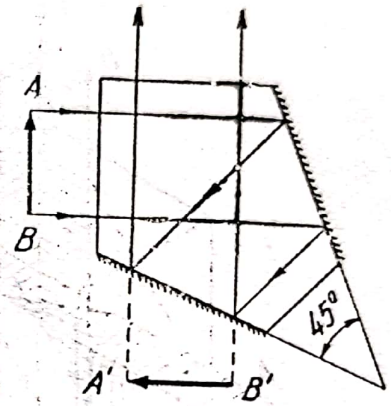


Fig. III.24. Prismă pentagonală.

Deoarece unghiurile de incidență pe fețele reflectante sînt mai mici decît unghiul limită al reflexiei totale, acestea sînt argintate și acoperite cu straturi de protecție.

● *Prisme reflectante complexe*

Din punct de vedere al formării imaginilor, toate prismele de mai sus prezintă un singur plan de reflexie (planul figurii), deci produc inversarea, respectiv redresarea imaginilor într-un singur sens. Pentru inversarea imaginii în ambele sensuri este necesară existența a două plane de reflexie, perpendiculare între ele. Pentru obținerea celui de-al doilea plan de reflexie este suficient ca una dintre fețele plane reflectante ale prismei să fie înlocuită cu două fețe dispuse una față de alta sub un unghi drept, căpătînd astfel o formă de acoperiș.

Prin urmare, față de direcția de privire, prismele dreptunghiulare „cu acoperiș", prezentate în fig. III.25, produc o dublă inversare a imaginii, respectiv sus-jos și stînga-dreapta.

Prisma pentagonală cu acoperiș (fig. III.26) va inversa imaginea numai în sensul stînga-dreapta, utilizîndu-se cu prioritate în construcția sistemelor de vizare reflex ale aparatelor fotografice moderne. Schema unui asemenea sistem, în secțiune verticală, este prezentată în fig. III.27. Se știe

că obiectul fotografic *1* inversează imaginea în ambele sensuri şi că pentru vizare aceasta trebuie redresată. Din schemă se observă că oglinda rabatabilă *2*, prin intermediul căreia imaginea identică celei ce se formează în planul peliculei

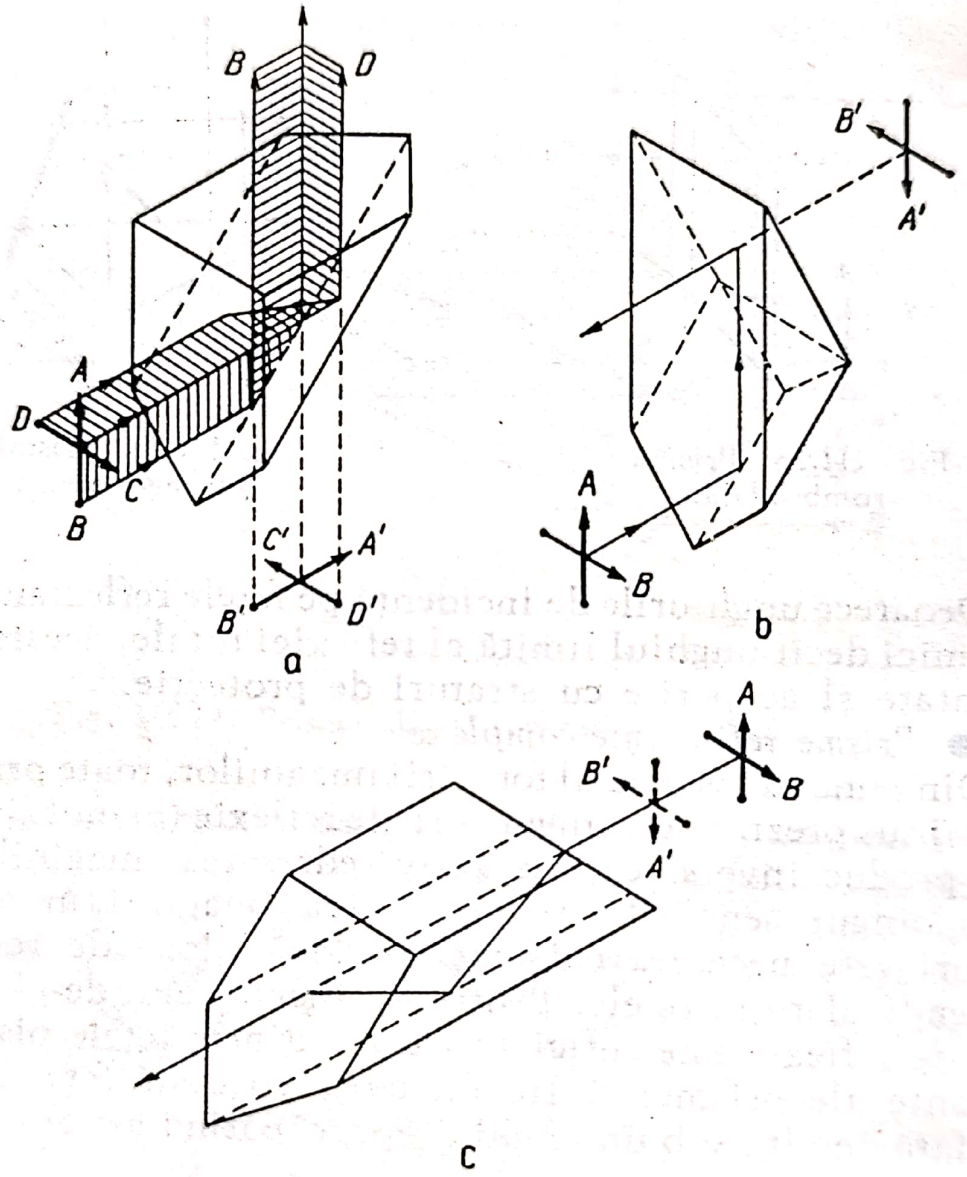


Fig. III.25. Prisme dreptunghiulare cu acoperiş:
a — cu deviere la 90°; *b* — cu întoarcerea fasciculului; *c* — pe aceeaşi axă.

se proiectează pe sticla mată *3*, redresează imaginea numai în sens vertical. Astfel, în cazul aparatelor fără penta-prismă, imaginea privită direct pe sticla mată, în sens orizontal, rămîne inversată (stînga-dreapta).

Pentru vizarea normală şi redresarea completă a imaginii, între ocularul *5* şi sticla mată *3* se intercalează prisma penta-

Scanned with OKEN Scanner

gonală cu acoperiș *4*. În acest caz, redresarea în sens orizontal se produce prin intermediul „acoperișului" reflectant al prismei, situat în partea superioară a acesteia. Ocularul acționează, evident, ca o lupă măritoare a imaginii ce se formează pe sticla mată.

● *Sisteme de prisme reflectante*

Inversarea imaginii în ambele sensuri cu o deviere a fasciculelor de lumină pe diagonală (sus-jos și stînga-dreapta) se poate obține prin asocierea a două prisme dreptunghiulare cu dublă reflexie, dispuse perpendicular una față de alta (fig. III.28). De asemenea, inversarea totală cu o anumită deplasare laterală se obține și prin asocierea corespunzătoare figurii III.29 a trei prisme dreptunghiulare, dintre care una cu dublă reflexie și două cu cîte o singură reflexie.

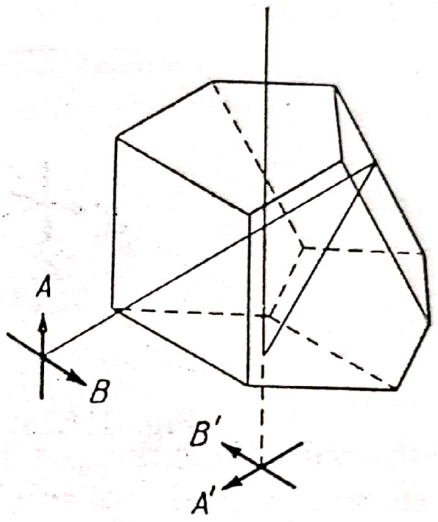


Fig. III.26. Prismă pentagonală cu acoperiș.

Practic, prismele pot fi îmbinate prin lipire într-un singur bloc, sau distanțele între ele, în funcție de construcția siste-

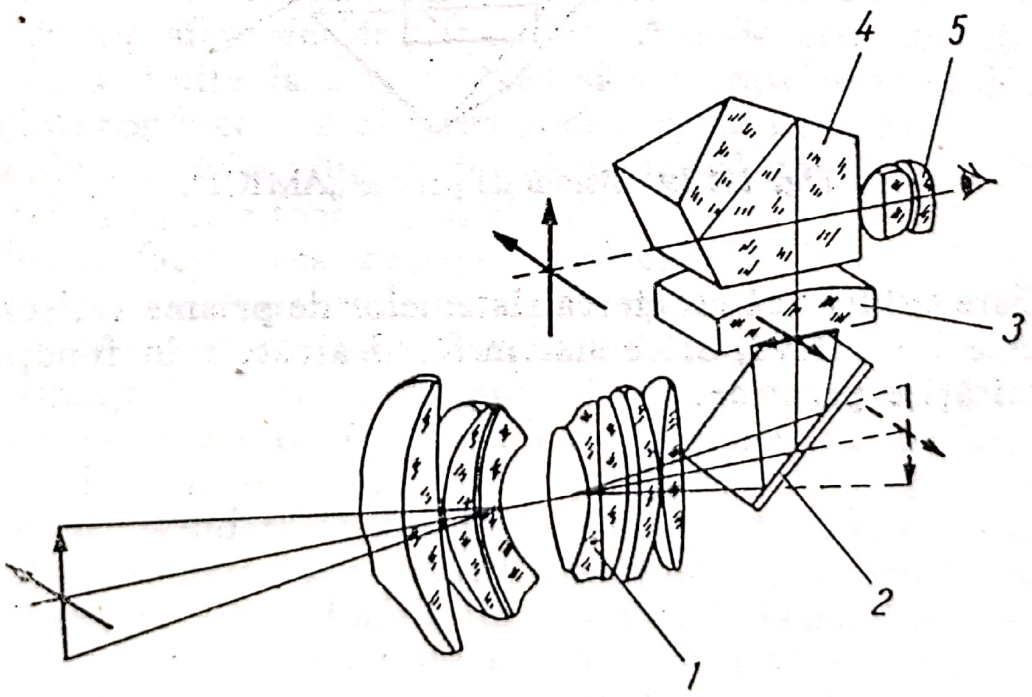


Fig. III.27. Schema optică a unui aparat fotografic cu vizare reflex:
1—obiectiv; 2—oglindă rabatabilă; 3—sticlă mată; 4—pentaprismă cu acoperiș; 5—ocular.

Scanned with OKEN Scanner

mului optic în care sînt utilizate. De exemplu, sistemul cu prisme distanţate se utilizează pentru redresarea imaginii în construcţia lunetei terestre sub forma binoclului cu prisme.

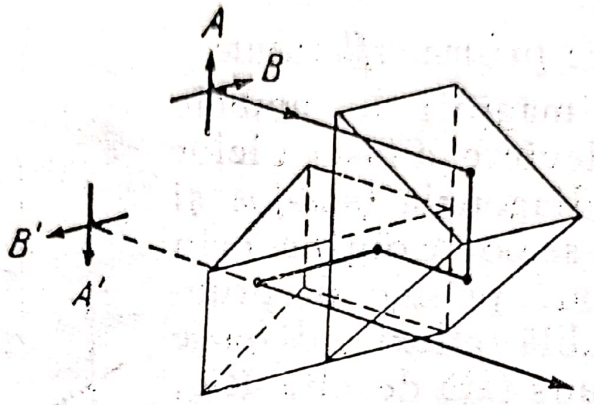


Fig. III.28. Sistem de prisme „PORRO".

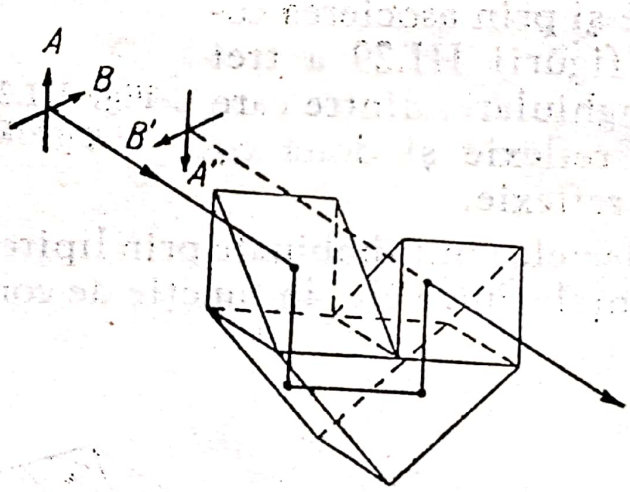


Fig. III.29. Sistem de prisme „AMICI".

Este evident că asocierea sistemelor de prisme reflectante nu este limitativă, orice sistem fiind alcătuit în funcţie de necesităţile practice.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul

IV

Elemente şi sisteme optice cu suprafeţe sferice

Elementele şi sistemele optice cu suprafeţe sferice sînt destinate modificării formei fasciculelor de lumină, astfel încît, prin intermediul lor, fasciculele divergente naturale să fie transformate în fascicule convergente capabile să formeze imagini reale, sau în alte fascicule divergente care să formeze imagini virtuale.

Majoritatea sistemelor optice utilizate în tehnica fotocinematografică (obiective, sisteme de vizare, condensori etc.) au ca bază constructivă asocierea corespunzătoare a elementelor cu suprafeţe sferice refringente. Ameliorarea aberaţiilor pînă la o limită la care acestea să nu pericliteze calitatea imaginii conduce la realizarea unor sisteme deosebit de complexe, bazate pe o tehnică de calcul deosebită şi pe o tehnologie de execuţie foarte complicată.

Pentru facilitarea înţelegerii principiilor formării imaginilor cît şi a construcţiei sistemelor optice cu suprafeţe sferic refringente, în continuare toate calculele sînt deduse conform aproximaţiei lui Gauss, singurul domeniu lipsit de aberaţii, în care lumina este considerată monocromatică iar fasciculele de lumină — paraxiale. De asemenea, în mod convenţional, se consideră că spaţiul obiectelor este situat în partea stîngă a sistemului şi este stabilită următoarea regulă a semnelor: pe axa optică, lungimile măsurate de la origine, respectiv de la sistem, se consideră pozitive dacă sînt orientate în sensul propagării luminii, considerat de la stînga spre dreapta, şi negative dacă sînt orientate spre stînga; lungi-

Scanned with OKEN Scanner

mile perpendiculare pe axa optică se consideră pozitive dacă sînt orientate de jos în sus şi negative, dacă sînt orientate de sus în jos; unghiurile se consideră pozitive dacă faţă de axa optică sau faţă de normală sînt orientate în sensul de rotire al acelor de ceasornic şi negative dacă sînt orientate în sens contrar. Valorile lungimilor şi ale unghiurilor negative vor fi însoţite de semnul minus, deci toate operaţiunile de calcul se execută algebric.

1. Dioptrul sferic

Se numeşte dioptru sferic orice suprafaţă sferică transparentă mărginită de medii cu indici de refracţie diferiţi. Caracteristicele constructive ale dioptrului sferic sînt raza de curbură şi indicii de refracţie.

Deşi dioptrul sferic nu se utilizează independent, cunoaşterea caracteristicilor optice ale acestuia este necesară în vederea determinării caracteristicilor sistemelor asociate, sub formă de lentile, obiective etc.

a. *Determinarea imaginii unui punct obiect*

Pentru determinarea poziţiei imaginii unui punct obiect P ce se formează prin dioptrul sferic (fig. IV.1), este suficient să se considere două raze incidente: raza normală PC care uneşte punctul obiect cu centrul de curbură al suprafeţei,

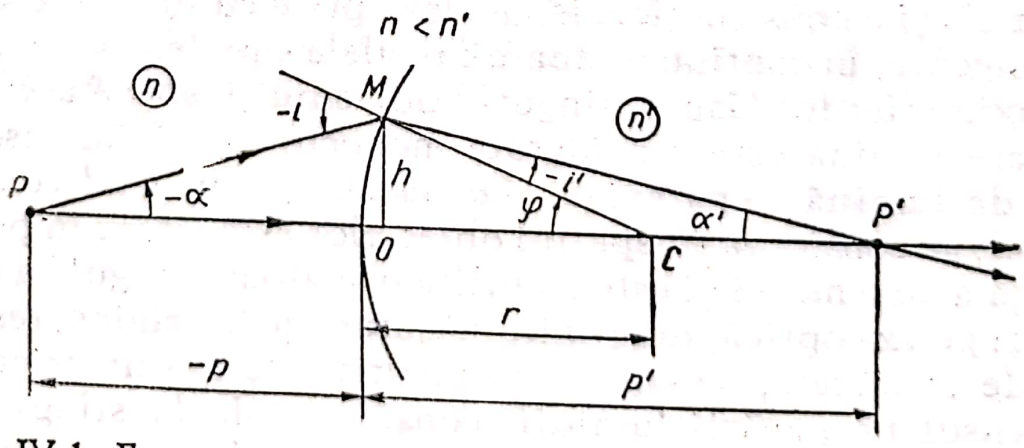


Fig. IV.1. Formarea imaginii unui punct obiect prin dioptrul sferic.

Scanned with OKEN Scanner

considerată ca axă optică, şi o rază PM, cu un unghi de deschidere oarecare $-\alpha$, ce formează în punctul de refracţie M unghiul de incidenţă $-i$.

Relaţiile care stabilesc poziţia punctelor conjugate obiect-imagine în funcţie de caracteristicile dioptrului se deduc din legea refracţiei razelor paraxiale:

$$n(-i)=n'(-i').$$

Din triunghiul PMC avem: $-i=\varphi-\alpha$ iar din triunghiul CMP': $-i'=\varphi-\alpha'$, unde: $\varphi=\frac{h}{r}$; $-\alpha=\frac{h}{-p}$ şi $\alpha'=\frac{h}{p'}$. Substituind aceste valori în legea refracţiei şi reducînd pe h se obţine:

$$n\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{p}\right)=n'\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{p'}\right),$$

sau, sub o formă mai convenabilă:

$$\frac{n'}{p'}-\frac{n}{p}=\frac{n'-n}{r}. \qquad \text{(IV.1)}$$

b. *Caracteristicile optice ale dioptrului sferic: convergenţă, focare şi distanţe focale*

Convergenţa este o constantă ce caracterizează puterea de refracţie a dioptrului sferic, respectiv puterea de a devia mai mult sau mai puţin o rază avînd incidenţa diferită de cea a normalei. De aceea convergenţa este denumită şi putere optică sau *putere dioptrică*.

Convergenţa depinde de caracteristicile constructive ale dioptrului şi corespunde expresiei:

$$C=\frac{n'-n}{r}. \qquad \text{(IV.2)}$$

Dacă raza de curbură r se consideră în metri, convergenţa se obţine în dioptrii.

Mărind treptat valoarea absolută a distanţei $-p$ de la suprafaţa dioptrului pînă la obiect, conform expresiei (IV.1), distanţa p' de la aceeaşi suprafaţă pînă la imagine scade în mod corespunzător. De aici rezultă că pentru toate ele-

Scanned with OKEN Scanner

mentele şi sistemele optice cu suprafeţe sferice *imaginea se deplasează în acelaşi sens cu obiectul.*

Dacă punctul obiect se depărtează la infinit, fasciculul de raze incidente devine paralel şi, în urma refracţiei, acesta se intersectează într-un punct F', numit *focar imagine.* În mod similar, punctul obiect F, de la care se obţin raze emergente paralele, deci o imagine situată la infinit, se numeşte *focar obiect* (fig. IV.2 şi IV.3).

Prin urmare, focarul imagine reprezintă imaginea unui punct obiect situat la infinit, focarul obiect fiind punctul căruia îi corespunde o imagine situată la infinit. Distanţa de la dioptru pînă la focarul corespunzător se numeşte *distanţă focală* (obiect şi respectiv imagine). Din aceste definiţii rezultă că oricărei raze paralele la axa optică din spaţiul obiect îi corespunde o rază focală în spaţiul imagine, şi reciproc, oricărei raze focale din spaţiul obiect îi corespunde în spaţiul imagine o rază paralelă.

Distanţa focală (imagine) constituie una dintre caracteristicile fundamentale ale oricărui element sau sistem optic cu suprafeţe sferice, care determină poziţia şi mărimea imaginii în funcţie de poziţia şi mărimea obiectului.

Dacă în expresia (IV.1) înlocuim $-p=\infty$, conform definiţiilor enunţate rezultă $p'=f'$ şi se obţine distanţa focală imagine în funcţie de convergenţa dioptrului exprimată în relaţia (IV.2):

$$\frac{n'}{f'}=C, \text{ respectiv: } f'=\frac{n'}{C}=\frac{n'r}{n'-n}. \qquad \text{(IV.3)}$$

În mod similar, dacă $p'=\infty$ rezultă $-p=-f$:

$$-\frac{n}{f}=C, \text{ respectiv: } f=-\frac{n}{C}=-\frac{nr}{n'-n}. \qquad \text{(IV.4)}$$

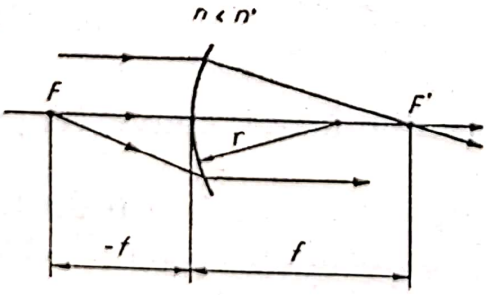


Fig. IV.2. Dioptru convergent.

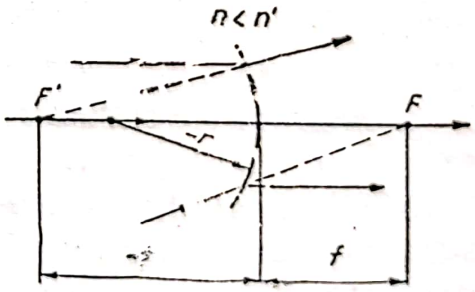


Fig. IV.3. Dioptru divergent.

Scanned with OKEN Scanner

Comparînd expresia (IV.3) cu (IV.4) se obține:

$$C = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \text{ și } \frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n}, \qquad \text{(IV.5)}$$

deci, în cazul dioptrului sferic distanțele focale sînt inegale și depind de raportul indicilor de refracție.

În funcție de orientarea razei de curbură și de mărimea indicilor de refracție, dioptrul poate fi convergent sau divergent (fig. IV.2 și IV.3), după cum din calcule rezultă o convergență și respectiv o distanță focală imagine pozitivă sau negativă.

Pe baza calculelor geometrice [1; 11] se ajunge la o formulă prin care se stabilesc relațiile dintre distanțele conjugate obiect-dioptru și dioptru-imagine în funcție de distanțele focale:

$$\frac{f'}{p'} + \frac{f}{p} = 1 \qquad \text{(IV.6)}$$

2. Lentile sferice

Lentilă sferică se numește corpul transparent mărginit de două suprafețe sferice avînd indicele de refracție diferit de cel al mediului înconjurător (fig. IV.4). Lentila constituie, astfel, o asociere din doi dioptri sferici și reprezintă

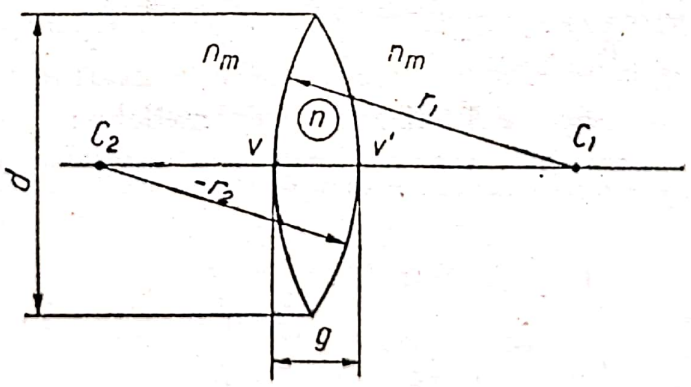


Fig. IV.4. Lentilă sferică. Elemente constructive.

cel mai simplu sistem optic centrat, în care centrele de curbură ale dioptrelor componente se găsesc pe o dreaptă comună, numită *axă optică*.

Din punct de vedere constructiv, orice lentilă se caracterizează prin următoarele elemente:

— razele de curbură ale suprafețelor, r_1 și r_2;

Scanned with OKEN Scanner

— indicele de refracție n;

— grosimea g măsurată pe axa optică, constituind distanța dintre vîrfurile V și V';

— diametrul d limitat de razele de curbură și de grosime.

Primele trei elemente definesc caracteristicile optice ale lentilei, exprimate prin puterea dioptrică și distanța focală.

În funcție de orientarea curburii celor două suprafețe, convexă-orientată spre exteriorul lentilei și concavă-orientată spre interior, se obțin două categorii de lentile, avînd șase forme diferite (fig. IV.5). Din prima categorie fac parte lentilele convergente sau pozitive, care prezintă la centru o grosime maximă ce scade spre extremități. În categoria a doua se includ lentilele divergente sau negative, care prezintă o grosime minimă la centru și maximă spre margini.

În cazul lentilelor convergente, în urma refracției succesive prin cele două suprafețe, un fascicul incident paralel la axa optică devine convergent, intersectîndu-se într-un *focar principal real* F' (fig. IV.6, *a*). În mod similar, un

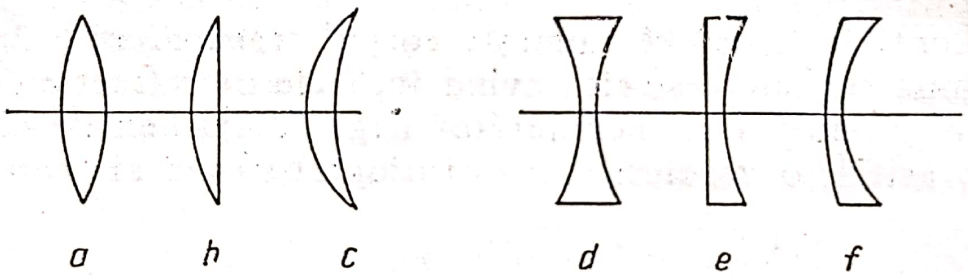


Fig. IV.5. Clasificarea lentilelor:

a — biconvexă; *b* — convex-plană; *c* — convex-concavă (menisc convergent); *d* — biconcavă; *e* — plan-concavă; *f* — convex-concavă (menisc divergent).

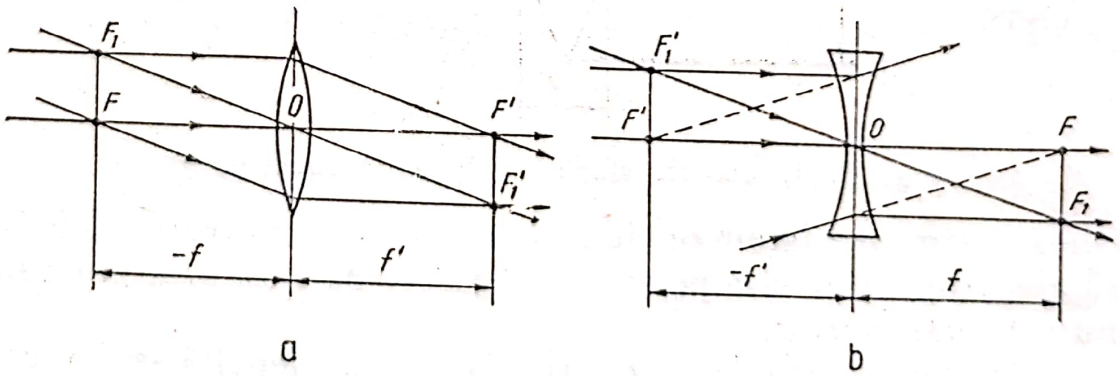


Fig. IV.6. Focare și distanțe focale:

a — pentru lentila convergentă; *b* — pentru lentila divergentă.

Scanned with OKEN Scanner

fascicul paralel, înclinat față de axa optică, va forma un *focar secundar* F_1', ce se găsește în planul focal perpendicular pe axa optică.

În cazul lentilelor divergente, un fascicul incident paralel devine divergent, astfel încît prelungirea inversă a direcției razelor emergente formează un factor imagine virtual, situat în spațiul obiect (fig. IV.6, *b*). De aici rezultă că imagini reale se pot obține numai prin intermediul lentilelor și al sistemelor convergente.

Ca și în cazul dioptrului sferic, orice lentilă sau sistem optic asociat prezintă două focare și două distanțe focale. Dacă lentila se găsește în aer sau în alt mediu omogen, distanțele focale sînt egale și de sensuri contrarii. Numai dacă lentila se găsește între două medii diferite distanțele focale se schimbă în funcție de indicii de refracție ai acestora, conform expresiei (IV.5).

Din punct de vedere al opticii fotografice, este evident că interes practic prezintă lentilele și sistemele de lentile situate în aer.

a. *Caracteristicile optice ale lentilelor subțiri*

Lentile subțiri se consideră cele a căror grosime este practic neglijabilă în raport cu mărimea razelor de curbură.

Deoarece lentila constituie o asociere din doi dioptri sferici, puterea dioptrică a lentilei subțiri se obține prin însumarea algebrică a puterilor dioptrice ale elementelor componente:

$$C=C_1+C_2. \qquad \text{(IV.7)}$$

Ținînd seama că n_m este indicele de refracție al mediului înconjurător, privind figura IV.4 se constată că pentru primul dioptru (numărînd de la stînga spre dreapta) $n_1=n_m$ și $n_1'=n$, iar pentru cel de al doilea $n_2=n$ și $n_2'=n_m$. Înlocuind aceste valori în expresiile (IV.3) și apoi în (IV.7) se obține puterea dioptrică a lentilei subțiri în funcție de razele de curbură și de indicii de refracție:

$$C=(n-n_m)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right). \qquad \text{(IV.8)}$$

Scanned with OKEN Scanner

Deoarece de ambele părți ale lentilei avem același mediu, distanțele focale sînt egale și de sensuri contrarii. În acest caz distanța focală imagine este mărimea inversă puterii dioptrice, respectiv: $Cf'=1$. Astfel, din expresia (IV.8) se obține:

$$f'=\frac{1}{C}=\frac{r_1\ r_2}{(n-n_m)\ (r_2-r_1)} \text{ și } -f=f'. \qquad \text{(IV.9)}$$

Pentru ca puterea dioptrică să se obțină în dioptrii este necesar ca razele de curbură și distanța focală să fie considerate în metri. Dacă razele de curbură și respectiv distanța focală se consideră în cm, atunci are loc relația: $Cf'=100$, iar dacă acestea sînt considerate în mm, $Cf'=1\ 000$. O convergență, respectiv o distanță focală imagine negativă rezultată din calcule are semnificația unei lentile divergente.

Din cele de mai sus rezultă că puterea de refracție a unei lentile sau a unui sistem optic este cu atît mai mare, cu cît distanța focală este mai scurtă. De exemplu, o lentilă convergentă cu distanța focală $f'=100$ mm are puterea dioptrică: $C=\frac{1\ 000}{100}=10\ D$, pe cînd una divergentă cu $f'=-50$ cm va avea $C=-\frac{100}{50}=-2$ D.

Distanța focală minimă, respectiv puterea dioptrică maximă, se obține în cazul normal cînd lentila se găsește în aer ($n_m=1$). Dacă o lentilă din sticlă se introduce într-un mediu diferit de aer, conform expresiei (IV.9), distanța focală a acesteia crește iar puterea dioptrică scade în mod corespunzător. De exemplu, în cazul unei lentile cu $n=1,5$, scufundată în apă ($n_m=1,33$), distanța focală crește de aproximativ 3 ori. Dacă $n_m=n$ efectul lentilei se anulează, iar dacă $n_m>n$ o lentilă convergentă devine divergentă.

Dacă o lentilă este mărginită de indici de refracție diferiți distanțele focale devin inegale, ca și în cazul dioptrului sferic, iar raportul lor satisface expresia (IV.5).

În cazul lentilelor subțiri se admite ipoteza că refracția succesivă prin cele două suprafețe este echivalentă cu refracția prin planul median al lentilei (fig. IV.6).

Punctul O în care axa optică intersectează planul admis al refracției constituie *centrul optic* al lentilei. Centrul optic se caracterizează prin aceea că razele ce îl străbat nu compor-

Scanned with OKEN Scanner

tă nici o refracție, indiferent de unghiul de incidență, fenomen ce se explică prin însăși definiția focarelor. Asemenea raze se numesc *raze principale*. Datorită proprietății menționate rezultă că prin înclinarea lentilei în jurul centrului optic imaginea rămîne nemișcată. În plus, razele principale permit determinarea cu ușurință a poziției imaginii prin construcție geometrică.

b. *Caracteristicile optice ale lentilelor cu grosimi finite. Plane și puncte principale*

Lentile cu grosimi finite se consideră lentilele reale, a căror grosime devine comparabilă cu mărimea razelor de curbură.

Pentru lentile, obiective și alte sisteme optice cu grosimi finite, refracția nu mai poate fi considerată într-un singur plan ca în cazul lentilelor subțiri ,ci în două plane ipotetice, perpendiculare la axa optică, numite *plane principale*.

Analizînd fig. IV.7 se constată că toate punctele de intersecție obținute prin prelungirea direcției razelor paralele incidente cu direcția razelor focale emergente se intersectează într-un singur plan H', numit *plan principal imagine*.

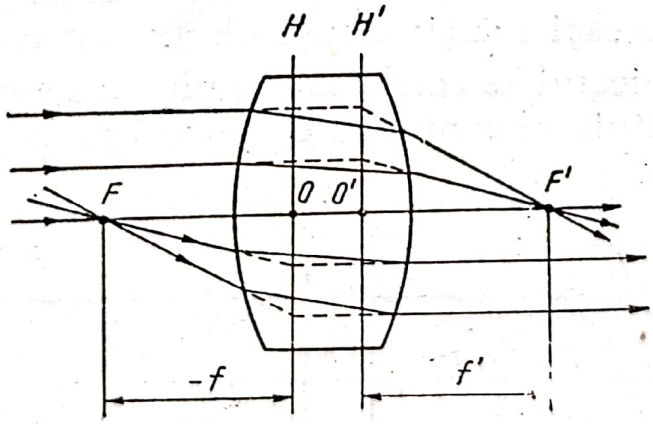


Fig. IV.7. Formarea planelor princ[illegible].

În mod similar, toate razele incidente ce trec prin focarul obiect și razele emergente paralele se intersectează într-un alt plan H, numit *plan principal obiect*. Prin urmare, indiferent de traseul real al razelor de lumină printr-un sistem optic, se poate considera că refracția ce definește focarul

Scanned with OKEN Scanner

imagine se produce în planul H', iar refracția ce definește focarul obiect se produce în planul H.

Prin urmare, planele principale sînt două plane imaginare în care se consideră devierea razelor ce traversează un sistem optic, indiferent de complexitatea acestuia.

Din cele de mai sus rezultă că în cazul sistemelor cu grosimi finite distanțele focale se măsoară de la planele principale corespunzătoare.

Punctele O și O′ în care axa optică intersectează planele principale se numesc *puncte principale*.

Pentru a evidenția *proprietățile planelor principale*, să considerăm un fascicul incident convergent (haşurat în fig. IV.8) mărginit de o rază paralelă cu axa și una focală avînd vîrful M situat în planul principal obiect. Conform definiției focarelor și a planelor principale rezultă că razei paralele AM îi corespunde raza focală $M'A'$ iar razei focale BM îi corespunde raza paralelă $M'B'$. Conform acestei construcții M constituie un punct obiect virtual iar M′ este imaginea virtuală a acestuia.

Din cele de mai sus, pentru planele principale rezultă următoarele proprietăți:

— dacă direcția unei raze incidente intersectează planul principal obiect într-un punct M, raza emergentă iese din sistem pe direcția unui punct M′ situat în planul principal imagine la aceeași înălțime față de axa optică;

— dacă obiectul se confundă cu planul principal obiect, imaginea acestuia se confundă cu planul principal imagine,

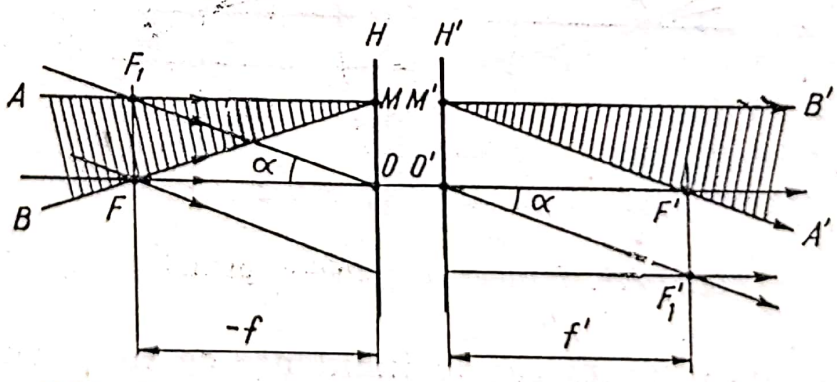


Fig. IV.8. Proprietățile planelor și punctelor principale.

este de același sens și mărime cu obiectul, deci planele principale ale unui sistem optic sînt două plane conjugate.

Scanned with OKEN Scanner

Pe baza proprietăților planelor principale și definiției focarelor secundare rezultă *proprietatea punctelor principale*, care constă în aceea că orice rază incidentă care trece pe direcția punctului principal obiect O iese din sistem pe direcția punctului principal imagine O', paralelă la raza incidentă, indiferent de mărimea unghiului de înclinație a acesteia față de axa optică (fig. IV.8).

Dacă de o parte și de alta a lentilei sau a sistemului optic sînt medii diferite distanțele focale devin inegale (v. expresia IV.5) iar punctele ce se bucură de proprietatea de mai sus se deplasează spre spațiul în care distanța focală este mai lungă și capătă denumirea de *puncte nodale* [11; 12].

Prin urmare, un sistem optic este complet definit numai dacă se cunosc distanțele focale și poziția planelor principale, acestea constituind *elementele cardinale* ale oricărui sistem optic.

c. *Distanța focală și poziția planelor principale în cazul lentilelor cu grosimi finite*

În cazul lentilelor cu grosimi finite, puterea dioptrică corespunde expresiei:

$$C=C_1+C_2-gC_1C_2, \qquad \text{(IV.10)}$$

în care g este grosimea lentilei, reprezentînd distanța dintre cei doi dioptri sferici asociați.

Pe baza expresiei (IV.10) și raționamentelor efectuate în cazul lentilelor subțiri, pentru determinarea distanței focale imagine a lentilelor de grosimi finite situate în aer ($n_m=1$) se obține următoarea expresie:

$$f'=\frac{1}{C}=\frac{n\,r_1r_2}{(n-1)\,[n\,(r_2-r_1)+g\,(n-1)]} \qquad \text{(IV.11)}$$

Din această expresie se constată că distanța focală este puțin influențată de grosime, deci practic aceasta poate fi determinată conform formulei (IV.9), în care $n_m=1$:

$$f'=\frac{r_1r_2}{(n-1)\,(r_2-r_1)}. \qquad \text{(IV.12)}$$

Scanned with OKEN Scanner

În schimb, poziţia planelor principale este sensibil influenţată de grosimea şi de forma lentilei (v. fig. IV.10).

Poziţiile planelor principale, caracterizate prin distanţele t şi t' (fig. IV.9) se determină conform expresiilor [12]:

$$t = -\frac{r_1 g}{n(r_2 - r_1)} \text{ şi } t' = -\frac{r_2 g}{n(r_2 - r_1)} \qquad \text{(IV.13)}$$

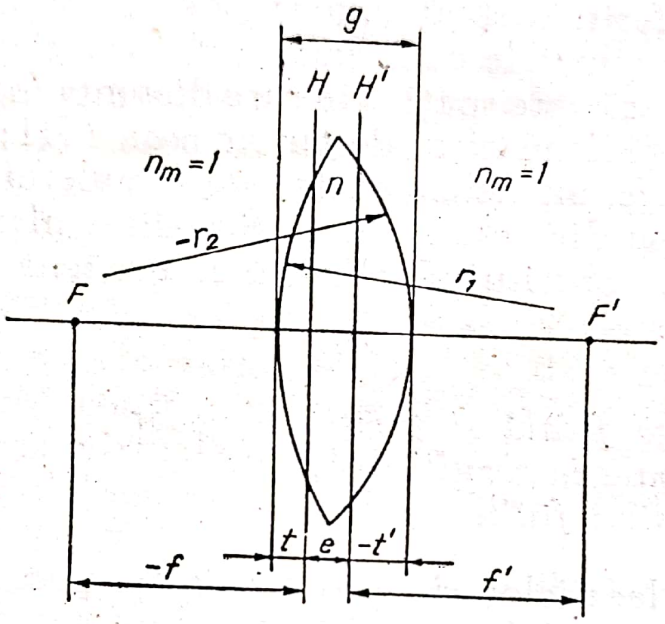


Fig. IV.9. Poziţia planelor principale ale unei lentile.

Se constată, de asemenea, că planele principale sînt distanţate între ele cu mărimea:

$$e = g\left(\frac{n-1}{n}\right),$$

producînd un efect de deplasare echivalent cu cel al unei lame cu feţe plan-paralele.

Este evident că în cazul lentilelor subţiri, grosimea fiind neglijabilă, planele principale sînt atît de apropiate, încît practic se confundă într-unul singur.

Exemple de calcul

● *O lentilă biconvexă* simetrică (fig. IV.10, *a*) are razele de curbură egale şi de sens contrar: $r_1 = 50$ mm; $r_2 = -50$ mm; grosimea $g = 10$ mm şi indicele de refracţie $n = 1{,}5$.

Conform expresiei (IV.12), distanța focală va fi:

$$f' = \frac{50\,(-50)}{(1{,}5-1)\,(-50-50)} = 50 \text{ mm.}$$

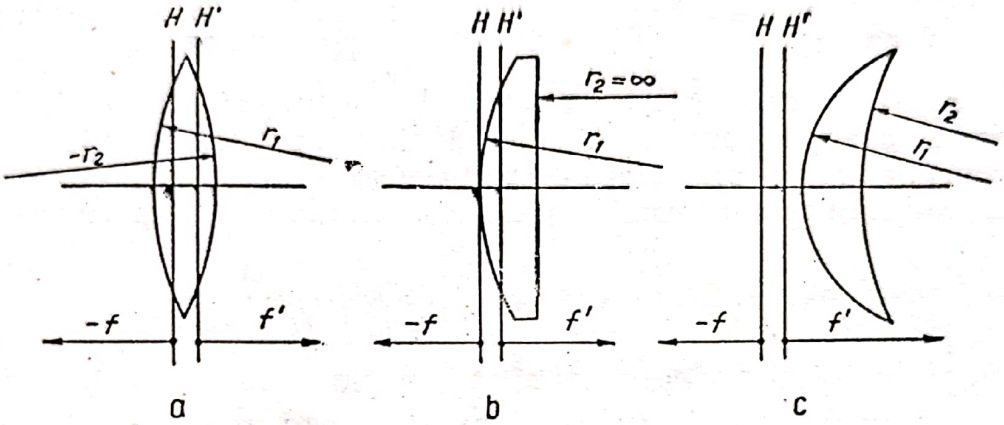


Fig. IV.10. Variația poziției planelor principale în funcție de forma lentilei.

și conform expresiilor (IV. 13) se obține următoarea poziție a planelor principale:

$$t = -\frac{50 \cdot 10}{1{,}5\,(-50-50)} = 3{,}33 \text{ mm și } t' = -\frac{-50 \cdot 10}{1{,}5\,(-50-50)} =$$

$$= -3{,}33 \text{ mm.}$$

Distanța dintre planele principale este:

$$e = 10\left(\frac{1{,}5-1}{1{,}5}\right) = 3{,}33 \text{ mm.}$$

Rezultă că o lentilă biconvexă simetrică are planele principale simetric repartizate în interiorul ei.

● O *lentilă convex-plană* (fig. IV.10, *b*), are $r_1 = 50$ mm; $r_2 = \infty$; $g = 10$ mm și $n = 1{,}5$.

Pentru a elimina nedeterminarea $r_2 = \infty$, în expresia (IV.12) și t' din expresia (IV.13) împărțim numărătorul și numitorul cu r_2 și se obține:

$$f' = \frac{r_1}{n-1} = \frac{50}{1{,}5-1} = 100 \text{ mm;}$$

$$t = -\frac{50 \cdot 10}{1{,}5\,(\infty-50)} = 0 \text{ și } t' = -\frac{g}{n} = -\frac{10}{1{,}5} = -6{,}66 \text{ mm.}$$

Rezultă că în cazul lentilei convex-plane planul H trece prin vîrful lentilei iar planul H' trece prin interiorul ei.

Scanned with OKEN Scanner

● *Un menisc convergent* (fig. IV.10, *c*) cu $r_1=25$ mm; $r_2=50$ mm; $g=10$ mm și $n=1,5$ va avea:

$$f'=\frac{25\cdot 50}{(1,5-1)\,(50-25)}=100 \text{ mm};$$

$$t=-\frac{25\cdot 10}{1,5\,(50-25)}=-6,66 \text{ mm} \quad \text{și} \quad t'=-\frac{50\cdot 10}{1,5\,(50-25)}=-13,33 \text{ mm}.$$

În cazul meniscului convergent, planele principale se deplasează spre partea convexă, cu o mărime ce depinde de diferența dintre razele de curbură, unul din plane ieșind întotdeauna în afara lentilei.

În mod similar se determină și caracteristicile lentilelor divergente.

d. *Construcția geometrică a imaginilor. Relațiile dintre mărimea obiectului și mărimea imaginii în funcție de poziția obiectului și de distanța focală.*

În cazul sistemelor optice cu suprafețe sferice (lentile, obiective etc.), imaginea oricărui punct obiect este determinată de fasciculul luminos mărginit de deschiderea sistemului (fig. IV. 11).

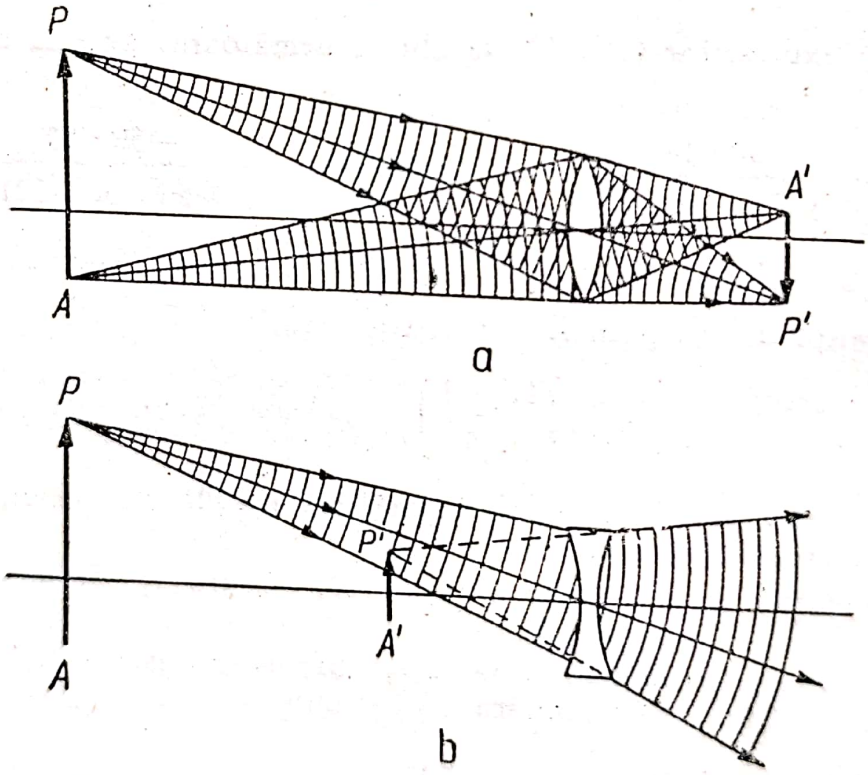


Fig. IV.11. Formarea imaginii prin lentile:
a — convergente; *b* — divergente.

Pentru determinarea prin construcție geometrică a mărimii și a poziției imaginii unui obiect de dimensiuni finite,

Scanned with OKEN Scanner

considerat ca pe un segment de dreaptă perpendicular pe axa optică, este suficient să se determine imaginile punctelor de extremitate ale obiectului (fig. IV. 12). Pentru aceasta, din punctul de extremitate P se consideră trei raze convenționale: o rază PM paralelă la axa optică, căreia îi corespunde în spațiul imagine raza focală $M'F'$, raza principală PO—$O'P'$, și raza focală PF căreia îi corespunde raza paralelă cu axa, $M'P'$. Este evident că punctul de intersecție al celor trei raze emergente constituie imaginea P' a punctului obiect considerat.

Din fig. IV. 12, rezultă că relațiile dintre mărimea imaginii l' și mărimea obiectului l, exprimate prin raportul de mărire: $M=\frac{l'}{l}$, ce constituie de fapt scara de redare a obiectului în imagine, sînt funcție de poziția obiectului și de distanța focală. Aceste relații se deduc din asemănarea triunghiurilor: APF cu OM_1F; $O'M'F'$ cu $A'P'F'$ și APO cu $A'P'O'$, respectiv:

$$M=\frac{l'}{l}=-\frac{f}{x}=-\frac{x}{f'}=\frac{p'}{p} \qquad \text{(IV. 14, } a\text{)}$$

Inversul raportului de mărire este coeficientul de micșorare $m=\frac{l}{l'}$, care indică de cîte ori imaginea este mai mică decît obiectul:

$$m=\frac{l}{l'}=-\frac{x}{f}=-\frac{f'}{x'}=\frac{p}{p'} \qquad \text{(IV. 14, } b\text{)}$$

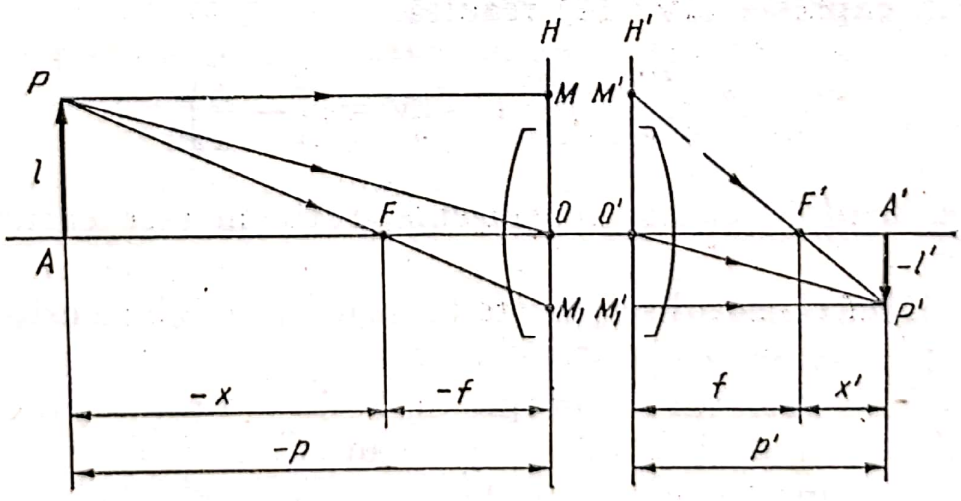


Fig. IV.12. Construcția imaginii prin lentile și sisteme convergente.

Scanned with OKEN Scanner

De aici rezultă formula lui Newton pentru distanţele extrafocale x şi x' prin care se stabileşte poziţia imaginii şi a obiectului faţă de poziţia focarelor:

$$xx'=ff' \qquad \text{(IV. 15)}$$

Ţinînd seama că $x=p-f$ şi $x'=p'-f'$, înlocuind în formula lui Newton se poate obţine:

$$\frac{f'}{p'}+\frac{f}{p}=1$$

Dacă sistemul se găseşte în aer, se poate înlocui $f=-f'$ şi, împărţind toţi termenii la f', se obţine formula lui Gauss:

$$\frac{1}{p'}-\frac{1}{p}=\frac{1}{f'}, \qquad \text{(IV. 16)}$$

prin care se stabileşte poziţia imaginii şi a obiectului faţă de sistem în funcţie de distanţa focală a acestuia.

În cazul sistemelor divergente, principiile construcţiei imaginii rămîn aceleaşi (fig. IV. 14), cu condiţia să se ţină seama că aici focarele sînt inversate: focarul imagine F' se află în spaţiul obiect, deci în stînga, iar focarul obiect — în dreapta.

Variaţia poziţiei şi a mărimii imaginii în funcţie de poziţia obiectului şi de distanţa focală este reprezentată în fig. IV. 13, pentru sisteme convergente, şi în fig. IV. 14 pentru sisteme divergente.

Din expresia (IV. 14) rezultă:

$$x'=\frac{ff'}{x} \quad \text{şi} \quad l'=lM=l\left(-\frac{f}{x}\right)$$

În cazul sistemelor convergente, reţinem şase cazuri particulare.

- Dacă obiectul se găseşte la infinit, imaginea este situată în planul focal şi infinit de mică.
- Dacă obiectul se apropie de la infinit pînă la o distanţă dublă distanţei focale apare o imagine reală, inversată, a cărei mărime creşte treptat pe direcţia liniei focale din spaţiul imagine, dar rămîne mai mică decît obiectul.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă, de exemplu, un obiectiv are distanța focală $f=$ $=50$ mm, iar un obiect de mărime $l=2$ m se găsește față de focarul F la o distanță $x=-5$ m, mărimea imaginii va fi:

$$l'=l\left(-\frac{f}{x}\right)=2\,000\left(-\frac{-50}{-5\,000}\right)=-20 \text{ mm}$$

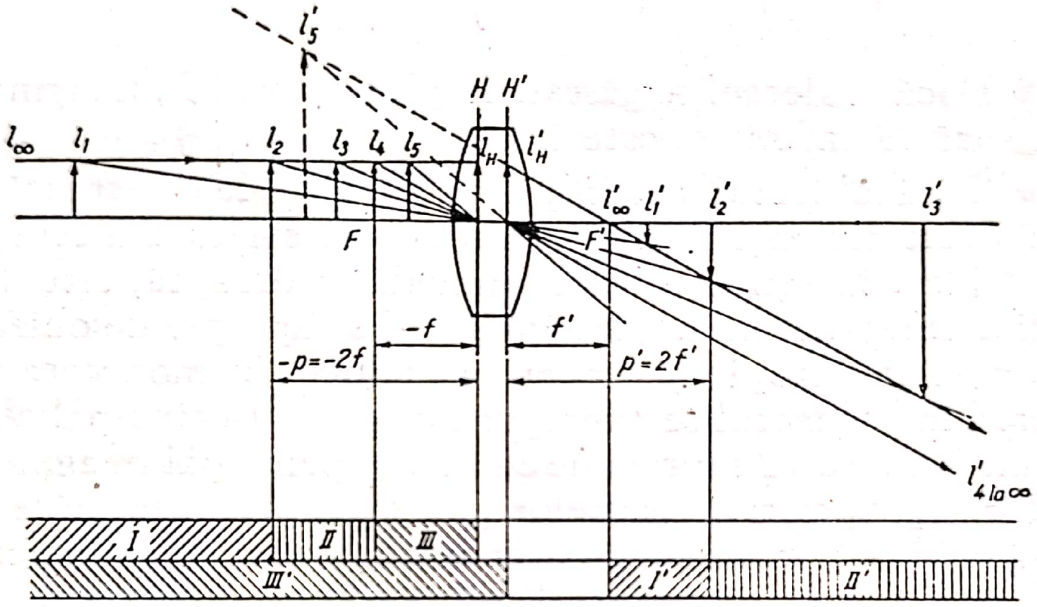


Fig. IV.13. Variația poziției și a mărimii imaginii prin sisteme convergente.

și aceasta se găsește față de planul focal imagine la distanța:

$$x'=\frac{ff'}{x}=\frac{-50\cdot 50}{-5\,000}=0{,}5 \text{ mm}$$

Acest caz corespunde foto-filmării în condiții obișnuite, iar variația distanței x' corespunde deplasării obiectivului în vederea punerii la punct a clarității imaginii.

● Dacă obiectul se găsește față de obiectiv la o distanță dublă distanței focale, imaginea va fi de mărimea obiectului și situată la aceeași distanță. Acest caz corespunde macrofotografiei și reproducerilor la scara 1:1.

● Dacă obiectul se găsește în intervalul dintre distanța dublă distanței focale și focarul obiect, imaginea este mai mare decît obiectul, ocupînd spațiul de la distanța dublă distanței focale pînă la infinit.

Acest caz corespunde microfotografiei și măririi imaginilor prin proiecție.

Scanned with OKEN Scanner

De exemplu, dacă $l=20$ mm şi $x=-2$ mm, pentru un obiectiv cu distanţa focală $f'=100$ mm se obţine:

$$x'=\frac{ff'}{x}=\frac{-100\cdot 100}{-2}=5\,000 \text{ mm}=5 \text{ m};$$

$$l'=l\left(-\frac{f}{x}\right)=20\left(-\frac{-100}{-2}\right)=-1\,000 \text{ mm}=-1\text{m}$$

● Dacă obiectul se găseşte în planul focal F, imaginea se formează la infinit şi este infinit de mare.

● Dacă obiectul se apropie de obiectiv la o distanţă mai mică decît distanţa focală, se produce o săritură a sensului, astfel încît imaginea devine virtuală şi dreaptă, situată în spaţiul obiect. Pe măsură ce obiectul se apropie de obiectiv, imaginea se apropie şi ea, micşorîndu-se în mod corespunzător. Cînd obiectul se suprapune cu planul principal obiect H, imaginea se va suprapune cu planul principal imagine H'. Conform proprietăţii planelor principale, în această situaţie imaginea şi obiectul sînt de aceeaşi mărime şi de acelaşi sens, deci $m=1$, $-x=f$, şi din formula lui Newton rezultă: $x'=-f'$.

Pe această variantă se bazează obţinerea imaginilor virtuale, drepte şi mărite prin lupe şi oculare ale sistemelor de vizare.

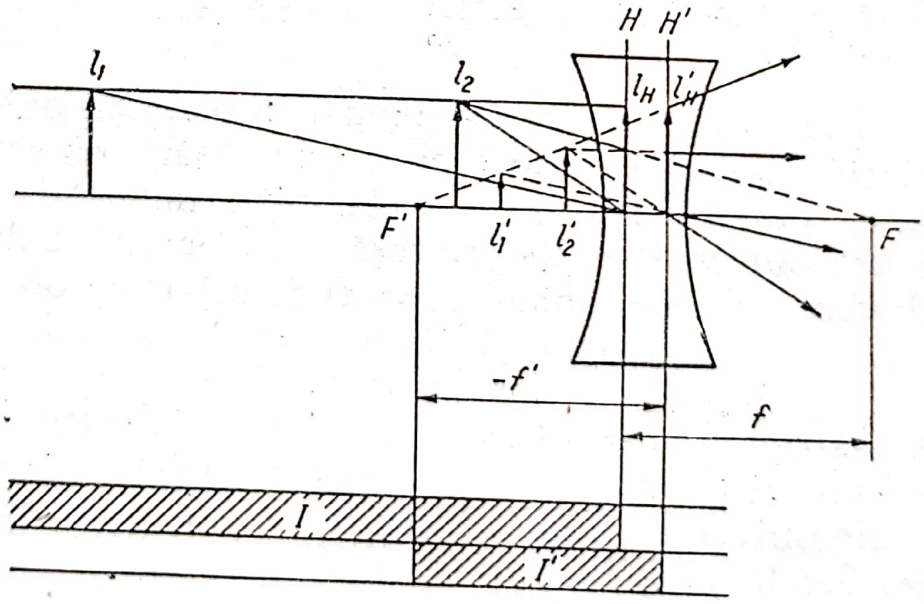


Fig. IV.14. Variaţia poziţiei şi a mărimii imaginii prin sisteme divergente.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul sistemelor divergente apar numai imagini virtuale, drepte, mai mici decît obiectul şi situate între focarul imagine şi sistem, indiferent de poziţia obiectului (fig. IV. 14).

De obicei lentilele divergente nu se utilizează independent, ci numai prin asociere cu lentilele convergente, în scopul obţinerii diverselor sisteme optice.

3. Principiile asocierii lentilelor şi a sistemelor optice cu suprafeţe sferice

Prin asociere succesivă, două sau mai multe lentile sau sisteme optice formează un nou sistem, independent, caracteristicile căruia depind de caracteristicile sistemelor componente şi de distanţele dintre ele.

Asocierea se realizează atît pentru corijarea aberaţiilor, cît şi pentru obţinerea unor sisteme optice care să satisfacă anumite cerinţe constructive.

Din punct de vedere al formării imaginilor printr-un sistem optic complex, se reţine că imaginea determinată de primul component constituie obiect pentru componentul al doilea, imaginea prin componentul al doilea constituie obiect pentru cel de al treilea etc., imaginea finală reprezentînd de fapt imaginea ce se formează prin întregul sistem. Conform acestui principiu, determinarea imaginii finale ar fi foarte dificilă. Practic problema se simplifică dacă se cunosc caracteristicile sistemului — distanţa focală şi poziţia planelor principale — deoarece problema se reduce la determinarea unei singure imagini.

Pentru facilitarea înţelegerii rezultatelor asocierii, în continuare ne vom referi numai la sisteme alcătuite din două componente.

Analizînd traseul unei raze incidente paralele la axa optică, prin care se defineşte focarul imagine al sistemului [12], se constată că distanţa focală a sistemului asociat corespunde expresiei:

$$f' = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - d} \qquad \text{(IV.17)}$$

Scanned with OKEN Scanner

în care: f_1' şi f_2' sînt distanţele focale imagine ale sistemelor componente şi d — distanţa dintre acestea, măsurată între planul principal imagine al primului component şi planul principal obiect al componentului al doilea (fig. IV.15).

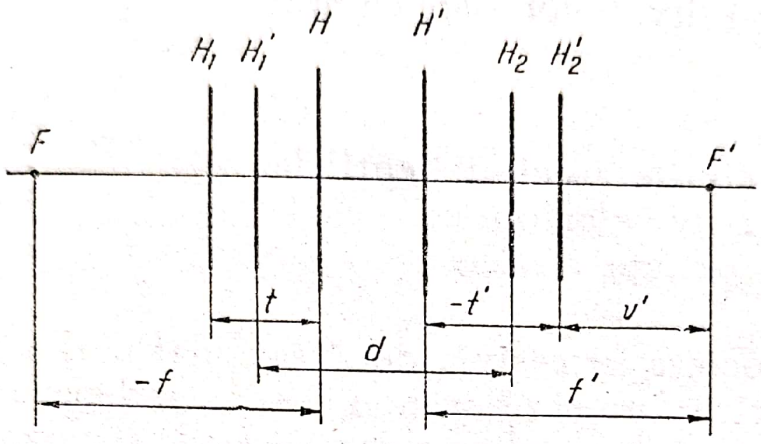


Fig. IV.15. Definirea caracteristicilor unui sistem asociat din două componente.

Planul principal obiect al sistemului se măsoară de la planul principal obiect al primului component şi corespunde expresiei:

$$t = f\frac{d}{f_2}, \qquad \text{(IV.18)}$$

în care: f este distanţa focală obiect a sistemului şi f_2 — distanţa focală obiect a componentului al doilea.

În mod corespunzător, planul principal imagine al sis-

Caracteristicile sistemelor asociate din două componente

f_1'=100 mm f_2'= 50 mm	distanţa			
	0	25	50	75
f'	33,3	40	50	66,6
t	0	20	50	100
t'	0	−10	−25	−50
v'	33,3	30	25	16,6

Scanned with OKEN Scanner

temului se măsoară de la planul principal imagine al componentului al doilea și se determină prin expresia:

$$t' = -f' \frac{d}{f_1'} \qquad \text{(IV.19)}$$

Din punct de vedere constructiv prezintă interes și distanța de vîrf v', măsurată de la planul principal imagine al componentului al doilea pînă, la planul focal:

$$v' = f' \left(\frac{f_1' - d}{f_1'} \right). \qquad \text{(IV.20)}$$

Este evident că toate calculele se execută algebric, ținînd seama de regula semnelor.

Din multitudinea posibilităților de asociere, în continuare se vor analiza numai cazurile cele mai reprezentative, iar pentru simplitate, în schemele de asociere sistemele componente vor fi considerate ca lentile subțiri.

a. *Sisteme asociate din două componente convergente*

În acest caz, în funcție de variația distanței dintre componente se pot obține trei tipuri de sisteme optice: sisteme convergente, sisteme telescopice (afocale) și sisteme divergente.

Pentru exemplificare, să considerăm două lentile subțiri, ale căror distanțe focale sînt $f'_1 = 100$ mm și $f'_2 = 50$ mm. Rezultatele calculelor privind determinarea distanței focale, a poziției planelor principale și a distanței de vîrf, conform formulelor (IV.17)—(IV.20), sînt date în tabelul IV.1.

Tabelul IV.1

convergente în funcție de distanța dintre ele

dintre componente „d"						
100	125	150	175	200	250	300
100	200	∞	−200	−100	−50	−33,3
200	500	∞	−700	−400	−250	−200
−100	−250	∞	350	200	125	100
0	−50	∞	150	100	75	66,6

Scanned with OKEN Scanner

Sisteme convergente. Dacă distanţa dintre componente $d=0$, conform expresiei (IV.17) distanţa focală a sistemului este:

$$f'=\frac{f_1'f_2'}{f_1'+f_2'}=\frac{100\cdot 50}{100+50}=33{,}3 \text{ mm}$$

şi conform expresiilor (IV.18) şi (IV.19) t şi $t'=0$, deci planele principale ale sistemului coincid cu planele de acelaşi nume ale componentelor.

În practică, o asemenea variantă corespunde adaptării lentilelor sub formă de meniscuri convergente (lentile „Proxar") în faţa obiectivelor, cu scopul micşorării distanţei focale a acestora, pentru fotografierea sau filmarea de aproape atunci cînd, din motive constructive, obiectivul sau aparatul de luat vederi nu permit punerea la punct sub o anumită distanţă minimă.

Dacă distanţa dintre componente creşte la $d=25$ mm (fig. IV.16) se obţine:

$$f'=\frac{f_1'f_2'}{f_1'+f_2'-d}=\frac{100\cdot 50}{100+50-25}=40 \text{ mm};$$

$$t=f'\frac{d}{f_2}=-40\,\frac{25}{-50}=20 \text{ mm};$$

$$t'=-f'\frac{d}{f'}=-40\,\frac{25}{100}=-10 \text{ mm};$$

$$v'=f'\left(\frac{f_1'-d}{f_1'}\right)=40\left(\frac{100-25}{100}\right)=30 \text{ mm}.$$

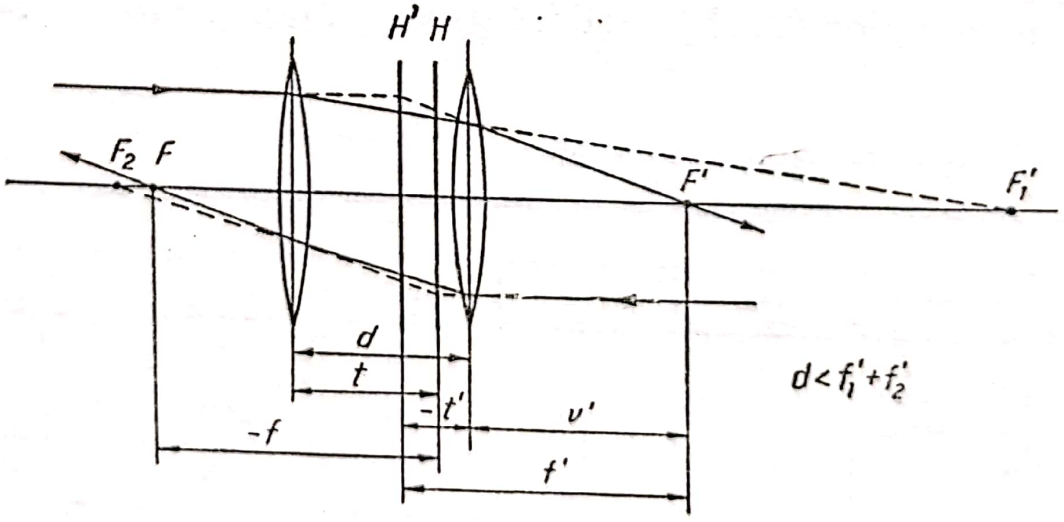


Fig. IV.16. Sistem convergent.

Scanned with OKEN Scanner

Pe baza formulelor de asociere se constată că pentru distanțe mici între componente poziția planelor principale este normală. Pentru distanțe mari, planele sînt încrucișate, respectiv planul principal imagine H' este anterior planului principal obiect H, iar distanța v' dintre componentul secund și planul focal scade treptat. La un moment dat, mărind distanța dintre componente, focarul se formează în interiorul sistemului, deci în exteriorul acestuia nu mai apar decît imagini ale obiectelor situate în apropierea focarului obiect al primului component (fig. IV.17).

Pe principiul asocierii componentelor convergente avînd ca rezultat distanțe focale pozitive, se bazează construcția obiectivelor moderne normale (de o parte și de alta a diafragmei „iris" avînd cîte un component convergent), sistemele în tandem, condensorii din sistemele lumino-optice de proiecție și altele.

Sisteme telescopice. Dacă distanța dintre componente devine egală cu suma distanțelor focale ale acestora, distanța focală a sistemului crește la infinit. Asemenea sisteme, afocale, pentru care fasciculelor paralele incidente le corespund fascicule paralele emergente, se numesc *sisteme telescopice*. Este evident că pentru obiecte situate la infinit sau la distanțe mari, aceste sisteme nu produc nici un fel de imagini. Deoarece în funcție de raportul distanțelor focale se produce modificarea unghiurilor fasciculelor înclinate, pentru sistemele telescopice este specifică mărirea unghiulară, numită *grosisment*.

Pe baza construcției geometrice din fig. IV.17: $\operatorname{tg}\alpha = \frac{-O_1M_1}{-f_1}$ și $-\operatorname{tg}\alpha' = \frac{-O_2M_2}{f'_2}$. Deoarece: $-f_2 = f'_2$ și $-O_1M_1 = -O_2M_2$, grosismentul sistemului telescopic este:

$$G = \frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha} = -\frac{f'_1}{f'_2}, \qquad \text{(IV.21)}$$

semnul minus avînd semnificația inversării sensului unghiului de înclinație al fasciculelor emergente.

Fiind afocal, sistemul prezentat se utilizează numai prin adaptare la unele sisteme convergente, cum ar fi, de exemplu, luneta astronomică de tip „Kepler" [1] ce se adaptează ochiului.

Scanned with OKEN Scanner

Privind figura IV.17, se constată că în apropierea sistemului telescopic există totuşi plane conjugate, cum sînt planele focale ale componentelor cît şi planele învecinate acestora, în care apar imagini reale şi inversate. În acest

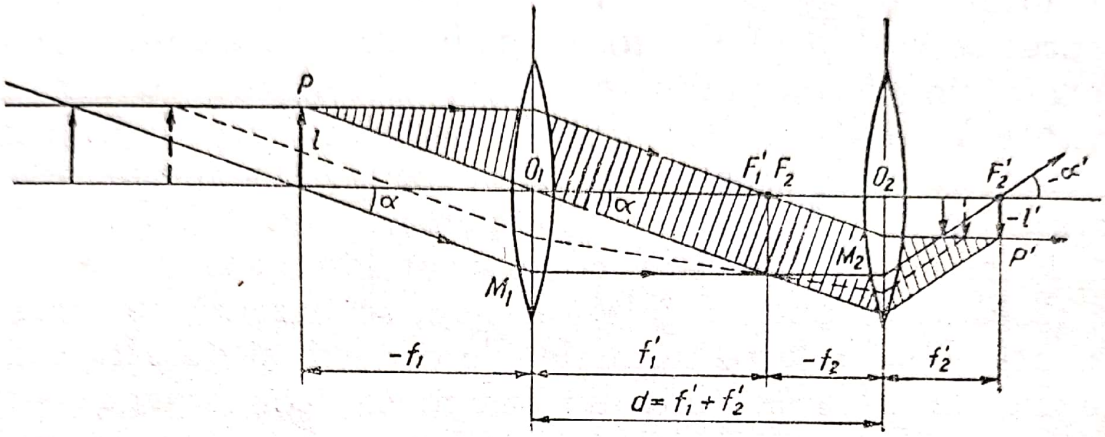


Fig. IV.17. Sistem telescopic.

caz, construcţia geometrică a imaginilor se bazează pe proprietăţile focarelor secundare, iar raportul de mărire rămîne constant şi depinde numai de raportul distanţelor focale. Astfel, din triunghiurile asemenea cu vîrfurile în $F_1'F_2$ rezultă:

$$M = \frac{l'}{l} = -\frac{-f_2}{f_1'} = -\frac{f_2'}{f_1'} \qquad \text{(IV.22)}$$

Dacă obiectul şi imaginea se formează în planele focale, între componente acţionează numai raze paralele, astfel

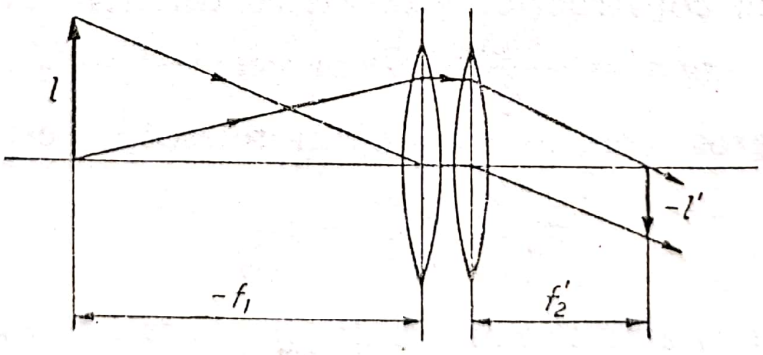


Fig. IV.18. Sistem convergent în tandem.

încît practic distanţa dintre ele poate fi redusă la minim fără ca raportul de mărire să se modifice (fig. IV.18). În asemenea condiţii de lucru avem de-a face cu *sisteme în „tan-*

dem", utilizate mai ales ca sisteme optice de copiere. Pe schema sistemului în tandem cu distanță focală variabilă în spațiul obiect se bazează principiul punerii la punct a clarității imaginii în cazul obiectivelor care ocupă o poziție fixă față de planul materialului fotosensibil, cum sînt obiectivele cu distanță focală variabilă și unele obiective fotografice la care punerea la punct se realizează prin deplasarea componentului frontal al obiectivului.

Sisteme divergente. Două sisteme convergente dispuse unul față de altul la o distanță mai mare decît suma distanței focale a componentelor formează sisteme optice a căror distanță focală imagine este negativă.

Pentru distanța dintre componente $d=250$ mm se obțin următoarele caracteristici:

$$f'=\frac{f_1' f_2'}{f_1+f_2'-d}=\frac{100\cdot 50}{100+50-250}=-50 \text{ mm};$$

$$t=f\left(\frac{d}{f_2}\right)=50\left(\frac{250}{-50}\right)=-250 \text{ mm};$$

$$t'=-f'\left(\frac{d}{f'}\right)=-\left(-50\,\frac{250}{100}\right)=125 \text{ mm}$$

$$v'=f'\left(\frac{f_1'-d}{f_1'}\right)=-50\left(\frac{100-250}{100}\right)=75 \text{ mm};$$

Privind figurile IV.19 și IV.20, se observă că imaginea l_1' ce se formează prin primul component constituie de fapt obiect pentru componentul al doilea, și că imaginea ce apare prin ultimul reprezintă imaginea determinată de întregul sistem. În funcție de poziția imaginii l_1' apar două particularități de utilizare practică.

— Dacă imaginea l_1' se formează între focarul obiect F_2 și componentul al doilea (fig. IV.19), sistemul determină o imagine virtuală și mărită.

Asemenea scheme se utilizează în construcția sistemelor de vizare directă ale aparatelor de filmat pentru observarea imaginii ce se formează pe pelicula fotosensibilă, sau pe sticla mată în cazul sistemelor reflex. În acest caz primul component constituie obiectivul sistemului de vizare, destinat

Scanned with OKEN Scanner

redresării imaginii primare, iar componentul al doilea este ocularul care măreşte vizual imaginea redresată.

Pe o asemenea schemă se bazează construcţia microscopului şi a lunetei terestre, respectiv a binoclului cu prisme, rolul de redresare a imaginii revenind prismelor.

— Dacă imaginea l_1' se formează între focarele F_1' şi F_2', componentul al doilea determină o imagine l_2' reală şi dreaptă (fig. IV.20).

Pentru un asemenea sistem, coeficientul de mărire corespunde raportului dintre mărimea imaginii l_2 şi mărimea obiectului l. Dacă conform expresiei (IV.14) se calculează succesiv coeficienţii M_1 şi M_2 prin cele două componente, se constată că sistemul prezintă o mărire liniară egală cu produsul coeficienţilor de mărire ai componentelor:

$$M = \frac{l_1'}{l} \cdot \frac{l_2'}{l_1'} = \frac{l_2'}{l} = M_1 M_2 \qquad \text{(IV.23)}$$

Practic acest sistem poate fi utilizat pentru macrofotografia de la distanţă, în cazul în care din diverse motive

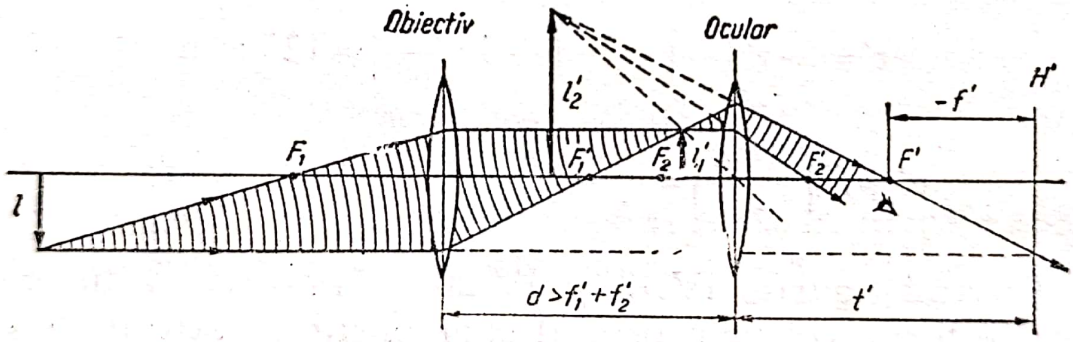


Fig. IV.19. Sistem divergent (sistem de vizare).

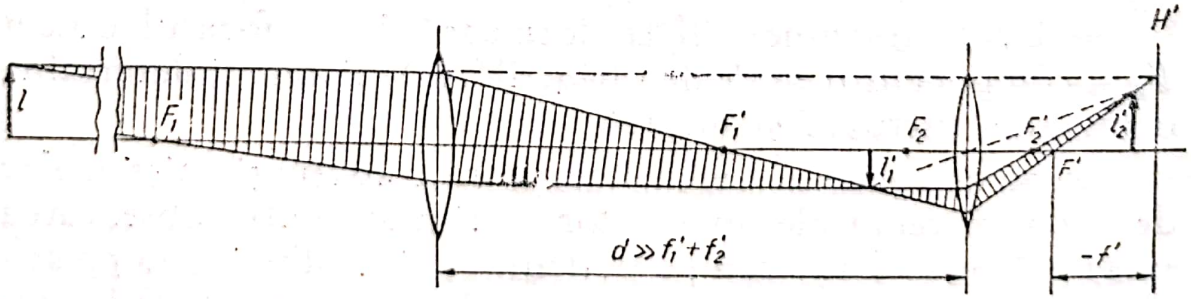


Fig. IV.20. Sistem pentru macrofotografie de la distanţă.

aparatul nu poate fi apropiat suficient de obiect. În asemenea cazuri, imaginea l'_1 formată de obiectivul cu distanță focală lungă este preluată de către obiectivul al doilea, cu distanță focală scurtă, și proiectată prin mărire în planul stratului fotosensibil. Pentru ca din punct de vedere al corijării aberațiilor obiectivul al doilea să funcționeze în regim normal, într-o asemenea schemă acesta trebuie montat invers, respectiv cu partea frontală spre materialul fotosensibil.

b. *Asocierea unui sistem convergent cu unul divergent*

În funcție de mărimea distanțelor focale ale celor două componente, aici se disting două situații specifice.

Distanța focală a sistemului convergent este mai lungă decît a celui divergent. În acest caz, în funcție de variația distanței dintre componente se obțin din nou trei tipuri de sisteme optice: sisteme divergente, sisteme telescopice și sisteme convergente.

Pentru a putea compara rezultatele acestor asocieri cu cele obținute în cazul asocierii sistemelor convergente, pentru exemplificare se consideră aceleași valori absolute ale distanțelor focale, respectiv: $f'_1=100$ mm și $f'_2=-50$ mm. Rezultatele calculelor privind structura acestor sisteme sînt date în tabelul IV.2.

În continuare se comentează cele trei tipuri de sisteme.

Sisteme divergente. Sisteme divergente cu componente lipite ($d=0$), se utilizează sub forma unor lentile acromatizate în construcția obiectivelor și a altor sisteme optice. Pe măsură ce componentele se distanțează valoarea absolută a distanței focale crește. Asemenea sisteme se întîlnesc ca părți componente ale unor sisteme optice complexe.

Sisteme telescopice. Dacă focarul imagine al primului component coincide cu focarul obiect al componentului al doilea, calculînd algebric, distanța dintre componente este egală cu suma distanțelor focale, situație în care se obține din nou un sistem afocal. (fig. IV.21). Spre deosebire de sistemul telescopic format numai din componente convergente, independent acesta nu produce nici un fel de imagini. Traversînd sistemul, fasciculele paralele înclinate își modifică

Scanned with OKEN Scanner

$f_1'=100$ mm $f_2'=-50$ mm	distanț			
	0	10	20	30
f'	−100	−125	−166	−250
t	0	25	66,4	125
t'	0	12,5	33,2	75
v'	−100	−112,5	−132,8	−175

înclinarea în funcție de raportul distanțelor focale ale componentelor, fără schimbarea sensului acestora. Și în acest caz, mărirea unghiulară corespunde expresiei IV.21.

Pe principiul sistemului telescopic prezentat se bazează construcția lunetei terestre a lui Galilei, care, adaptată ochiului, nu produce inversarea imaginii.

Datorită proprietăților sus menționate, sistemele telescopice alcătuite dintr-un sistem convergent și unul divergent au o vastă aplicabilitate practică în optica foto-cinematografică. Un asemenea sistem, adaptat în fața unui obiectiv normal, determină schimbarea unghiului de cuprindere

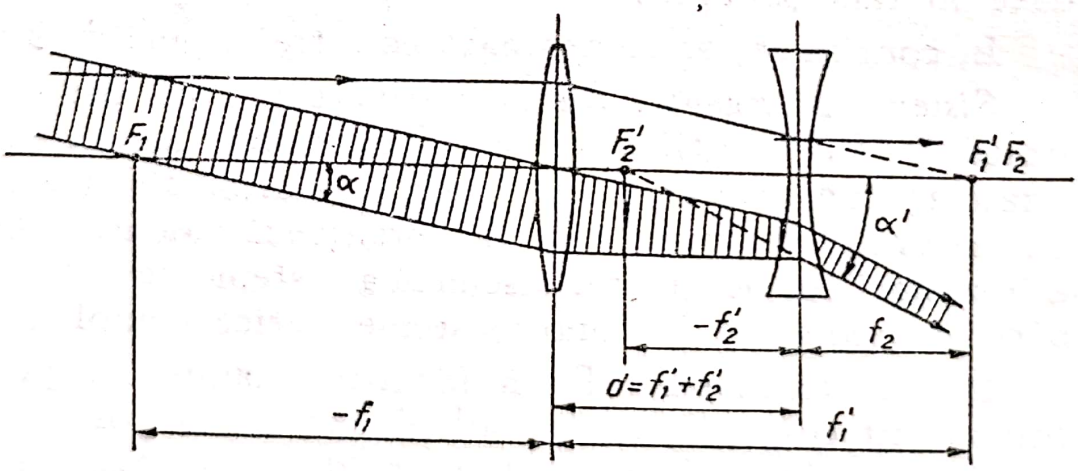


Fig. IV.21. Sistem telescopic.

al acestuia, modificîndu-i în mod corespunzător distanța focală, fără a fi necesară schimbarea poziției obiectivului față de planul materialului fotosensibil. Construcția obiec-

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul IV.2

component convergent și unul divergent $|f'_c| > |f'_d|$

dintre componente „d"						
50	70	100	150	200	250	300
∞	250	100	50	33,3	25	20
∞	−350	−200	−150	−133	−125	−120
∞	−175	−100	−75	−66,6	−62,5	−60
—	75	0	−25	−33,3	−37,5	−40

tivelor anamorfotice de filmare pentru ecran lat în sistemul „Cinemascop" se bazează, de asemenea, pe principiul adaptării în fața obiectivului normal a unui sistem telescopic alcătuit din lentile cilindrice, care determină anamorfozarea imaginii. În sfîrșit, adaptarea unor sisteme telescopice cu mărire variabilă în fața obiectivelor normale face posibilă realizarea unor obiective cu distanță focală variabilă.

Sisteme convergente. Dacă distanța dintre componente este mai mare decît suma distanțelor focale ale componentelor sistemul devine convergent (fig. IV.22) și pe măsură ce

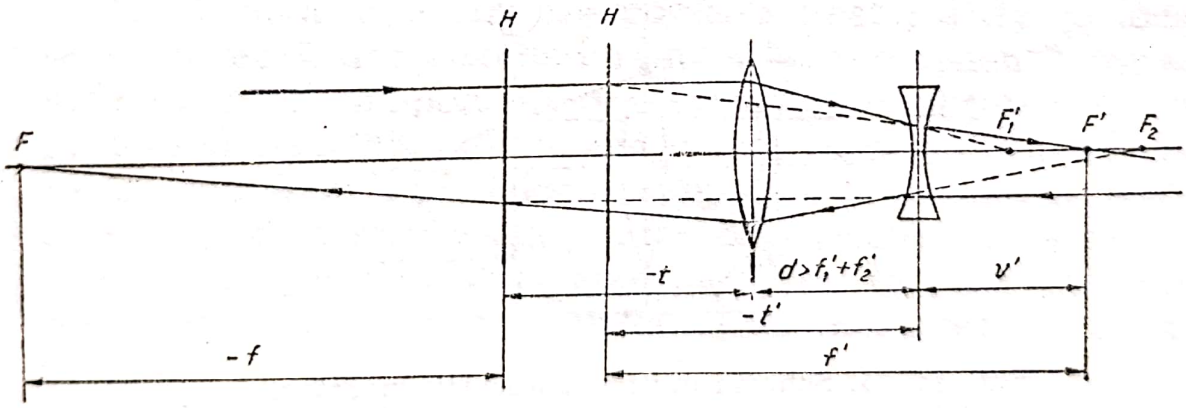


Fig. IV.22. Sistem convergent. Schema unui teleobiectiv.

acestea se distanțează distanța focală a sistemului se micșorează.

Pentru exemplificare, să considerăm aceleași componente: $f'_1 = 100$ mm și $f'_2 = -50$ mm, la o distanță $d = 70$ mm.

În acest caz se obține:

$$f' = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - d} = \frac{100(-50)}{100-50-70} = 250 \text{ mm}$$

$$t = f\frac{d}{f_2} = -250\frac{70}{50} = -350 \text{ mm}$$

$$t' = -f'\frac{d}{f'_1} = -250\frac{70}{100} = -175 \text{ mm}$$

$$v' = t' + f' = -175 + 250 = 75 \text{ mm}.$$

O asemenea asociere stă la baza construcției teleobiectivelor, obiective a căror distanță focală este considerabil mai lungă decît distanța de vîrf v' măsurată de la ultimul component pînă la planul focal. Într-adevăr, din fig. IV.22 se constată că planul principal imagine H' al sistemului este anterior primului component, ceea ce permite realizarea unor obiective cu distanță focală lungă la dimensiuni compacte. Din tabelul IV.2. se observă că prin creșterea distanței dintre componente focarul imagine se apropie de sistem și la un moment dat pătrunde în interiorul acestuia, situație care în general nu mai prezintă interes practic.

Dacă sistemul prezentat se inversează, se obține o distanță focală mai scurtă decît distanța de vîrf (fig. IV.23). Schema teleobiectivului inversat prezintă, de asemenea, un

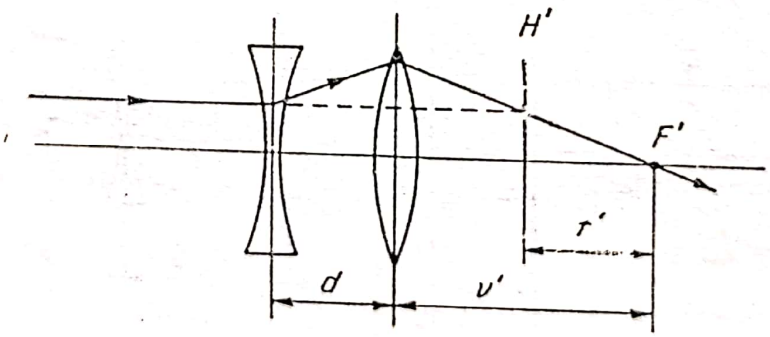


Fig. IV.23. Schema unui teleobiectiv inversat.

interes deosebit, utilizîndu-se în construcția obiectivelor cu distanță focală scurtă, destinate aparatelor de luat vederi cu vizare reflex.

Distanța focală a sistemului convergent este mai scurtă decît a celui divergent. Pentru exemplificarea acestui caz

se alege distanța focală a sistemului convergent $f_1'=50$ mm, iar a celui divergent $f_2'=-100$ mm.

Variația distanței focale a sistemelor rezultante și poziția planelor principale în funcție de variația distanței dintre componente este prezentată în tabelul IV.3.

Tabelul IV.3

Caracteristicile sistemelor asociate dintr-un sistem convergent cu unul divergent $|f_c''|<|f_d''|$:

$f_1'=50$ mm $f_2'=100$ mm	distanța dintre componente „d"						
	0	25	50	75	100	200	300
f'	100	66,6	50	40	33,3	20	16,6
t	0	−16,6	−25	−30	−33,3	−40	−50
t'	0	−33,3	−50	−60	−66,6	−80	−100
v'	100	33,3	0	−20	−33,3	−60	−83,4

În cazul lentilelor lipite ($d=0$), se obține un sistem convergent, regăsit fie sub forma componentelor acromatizate ce intră în construcția obiectivelor sau a altor sisteme optice, fie chiar sub forma celor mai simple obiective de tip „acromat" (fig. V.5.).

Dacă distanța dintre componente crește, distanța focală se micșorează dar sistemul rămîne în permanență convergent. În cazul componentelor distanțate, se obține o schemă principial asemănătoare cu cea a teleobiectivului, dar efectul de deplasare a planelor principale este mai puțin accentuat. Pentru distanțe mari între componente, focarul imagine se apropie de sistem apoi pătrunde în interiorul acestuia, caz în care din nou sistemul nu mai prezintă interes practic.

În final se precizează că prin variația continuă a distanței dintre componentele unui sistem optic se obține o variație continuă a distanței focale, principiu ce stă la baza construcției obiectivelor cu distanță focală variabilă.

Scheme concrete ale construcției obiectivelor foto-cinematografice, bazate pe principiile enunțate, se găsesc în volumul II al acestei lucrări.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul

V

Aberațiile elementare ale lentilelor și sistemelor optice cu suprafețe sferice

În capitolul III, paragraful 2, *b*, s-a arătat că prin elemente și sisteme optice bazate pe principiul refracției se obțin imagini corecte numai dacă se satisfac următoarele trei condiții:

— dacă lumina pătrunde în sistemul optic sub forma fasciculelor paraxiale;

— dacă fasciculele incidente formează unghiuri mici cu axa optică a sistemului;

— dacă lumina este monocromatică.

Este evident că practic condițiile de mai sus nu pot fi satisfăcute, deoarece în fascicule paraxiale iluminarea imaginii va fi extrem de mică, deci insuficientă pentru expunerea peliculei fotosensibile, înclinația mică a fasciculelor față de axa optică nu permite obținerea imaginii obiectelor de dimensiuni finite, și, în sfîrșit, în realitate avem de-a face cu lumină albă. Nerespectarea firească a condițiilor de mai sus conduce la apariția în imagine a unor erori geometrice numite aberații (vezi planșele 3—9).

Prin nerespectarea primei condiții, apar aberații specifice fasciculelor largi, și anume aberația de sfericitate și coma: prin nerespectarea condiției a doua, apar aberații specifice fasciculelor înguste și înclinate, și anume astigmatismul, curbura astigmatică și distorsia; în sfîrșit, prin nerespectarea condiției a treia, apar aberațiile cromatice care, în lumină naturală, însoțesc toate aberațiile amintite.

Scanned with OKEN Scanner

Din cauza aberațiilor calitatea imaginii produse de lentile este practic compromisă.

Studiul amănunțit al aberațiilor a condus la posibilitatea realizării obiectivelor și a altor sisteme optice moderne, ale căror aberații sînt corijate pînă la o limită la care, datorită puterii de separație limitate a ochiului acestea nu mai influențează în mod vizibil calitatea imaginii.

În proiectarea sistemelor optice, corijarea aberațiilor constituie una dintre problemele cele mai dificile, deoarece uneori soluțiile care permit corijarea unora dintre aberații conduc la accentuarea altora. Această situație impune alegerea unor soluții de compromis care conduc la construcții cu atît mai complicate cu cît se tinde spre corecții simultane mai bune ale tuturor aberațiilor. Astăzi, prin utilizarea tehnicii electronice de calcul se găsesc cu mai multă ușurință soluțiile optime. Cu toate acestea, aberațiile nu pot fi complet anulate. Aberațiile remanente ale obiectivelor sînt exprimate grafic în cataloage speciale și pot constitui un criteriu pentru aprecierea calității imaginii. În acest sens, aberațiile pot fi determinate și prin măsurători optice, cu ajutorul unor dispozitive și instrumente speciale [13; 14].

Pentru simplitatea înțelegerii fenomenelor, aici se vor studia numai aberațiile elementare ale lentilelor și metodele de corijare corespunzătoare, suficient pentru a explica de ce obiectivele moderne au ajuns să fie atît de complicate și costisitoare, și pentru a cunoaște modul de utilizare a lentilelor în condițiile în care diverse aberații să fie ameliorate.

1. Aberațiile monocromatice

Aberații monocromatice se numesc erorile imaginii ce se manifestă chiar și în lumină monocromatică, în condițiile în care sticla optică nu ar fi dispersivă. Acestea sînt aberația de sfericitate, coma, astigmatismul, curbura astigmatică și distorsia.

a. *Aberația de sfericitate*

Aberație de sfericitate se numește eroarea ce se manifestă în fascicule largi, datorită căreia imaginea unui punct

Scanned with OKEN Scanner

obiect situat pe axa optică constituie o figură spațială numită „caustică", și care, în diverse plane perpendiculare la axa optică produce imagini de forma unor pete circulare difuze de diverse mărimi și intensități luminoase (fig. V.1, planșa 3).

Se precizează că aberația de sfericitate nu apare ca o consecință a sfericității suprafețelor, cum eronat se crede

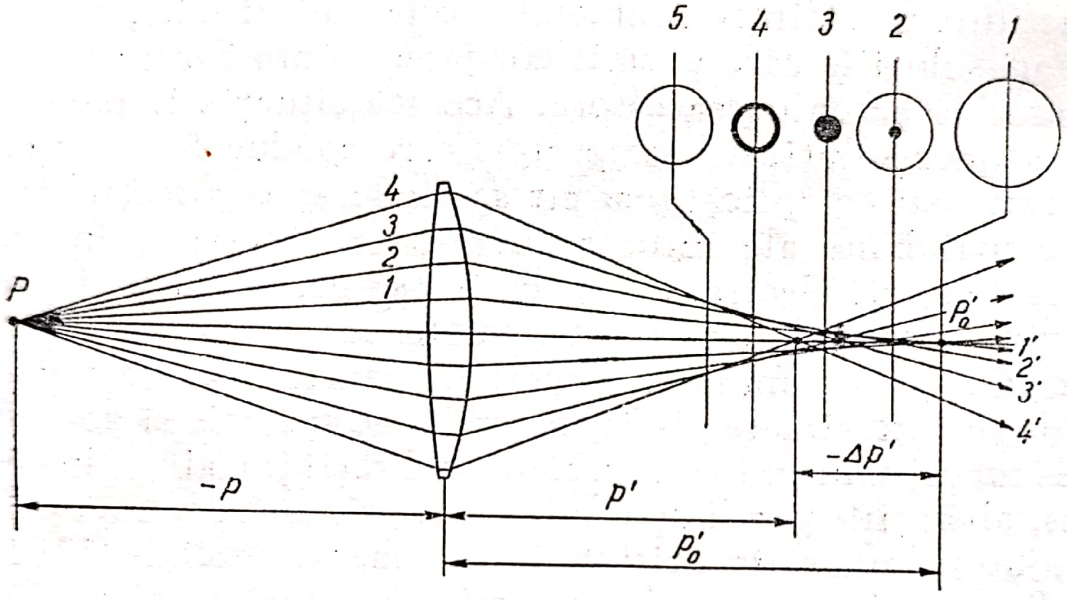


Fig. V. 1. Aberația de sfericitate.

uneori, deoarece aceasta constituie o aberație de deschidere a fasciculelor, ce se manifestă chiar și în cazul sistemelor cu suprafețe plane. Aberația de sfericitate se datorează faptului că unghiurile de incidență pe suprafețele refringente cresc pe măsura depărtării razelor de axa optică, iar refracția se știe că este cu atît mai accentuată cu cît unghiul de incidență este mai mare. Prin urmare, dacă razele emergente paraxiale se intersectează într-un punct imagine P_0', razele ce trec prin zone mai depărtate vor intersecta axa optică cu atît mai aproape de lentilă cu cît zona este mai depărtată.

Din fig. V.1. se observă că în cazul lentilei, cea mai bună aproximare a imaginii unui punct obiect se găsește în poziția *3*, în care pata difuză prezintă diametrul minim, constituind circa o pătrime din diametrul petei ce se formează în focarul razelor paraxiale. Această pată se formează la intersecția razelor marginale cu cele de la jumătatea deschiderii fasciculului, mai aproape de focarul razelor marginale,

Scanned with OKEN Scanner

la aproximativ o pătrime din distanța dintre focarele extreme.

Aberația de sfericitate se exprimă grafic printr-o curbă reprezentînd variația distanței focale în funcție de deschiderea sistemului. În fig. V.2. se observă că fiecare punct ce definește această curbă reprezintă intersecția direcției razei incidente de deschidere h cu perpendiculara ridicată din punctul de intersecție al razei emergente cu axa optică. Prin urmare, aberația de sfericitate se caracterizează prin diferența maximă a distanțelor focale f', determinată de devierea diferită a razelor emergente ce provin de la un fascicul incident paralel cu axa optică.

În cazul lentilelor convergente, aberația se consideră negativă sau subcorijată, curba fiind orientată în sens contrar propagării razelor de lumină (fig. V.2, *a*), pe cînd în

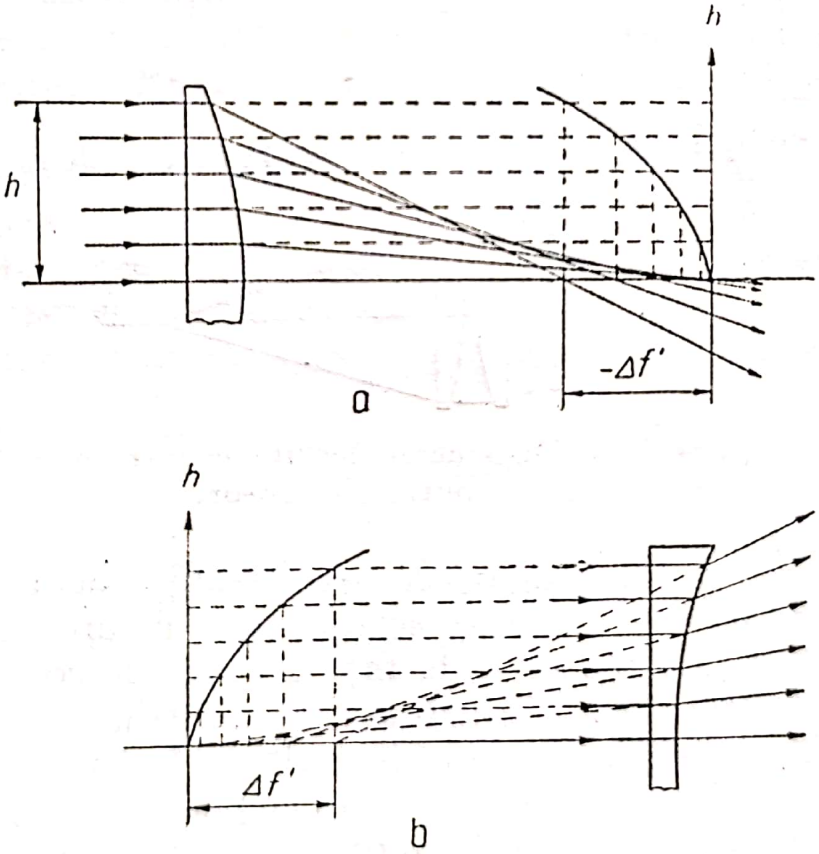


Fig. V.2. Reprezentarea grafică a aberației de sfericitate:
a — aberație subcorijată; *b* — aberație supracorijată.

cazul lentilelor divergente aberația se consideră pozitivă sau supracorijată, curba fiind orientată în sensul propagării razelor (fig. V.2, *b*).

Scanned with OKEN Scanner

Este evident că, prin diafragmarea razelor marginale, aberația de sfericitate se reduce considerabil, dar această metodă de ameliorare este practic inacceptabilă, deoarece iluminarea imaginii scade considerabil. Din această cauză urmează a fi luate alte măsuri de ameliorare. În acest sens

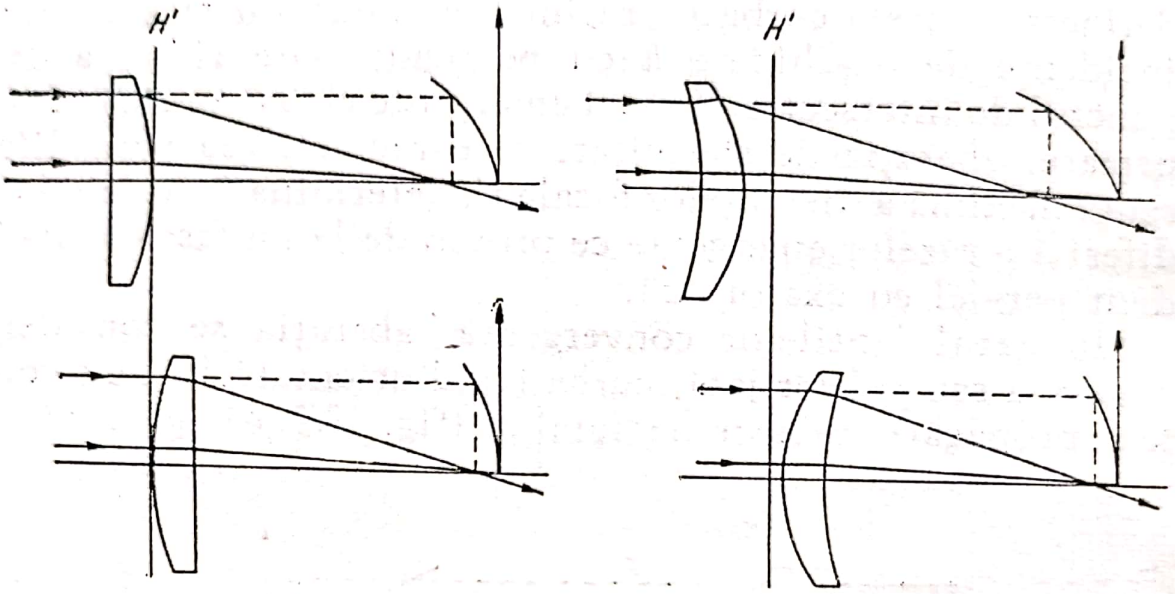


Fig. V.3. Variația aberației de sfericitate în funcție de forma lentilei.

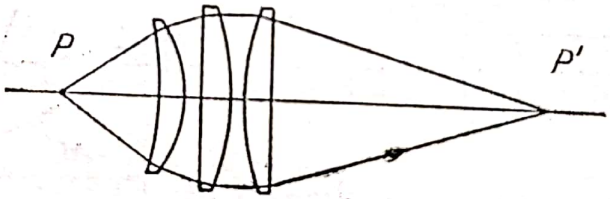


Fig. V.4. Dispunerea lentilelor într-un sistem optic condensor.

se menționează că, pentru aceeași distanță focală și deschidere, aberația de sfericitate se schimbă în funcție de forma lentilei și de poziția acesteia față de planele conjugate obiect-imagine (fig. V.3). În primul caz, lentila fiind orientată cu suprafața plană spre un obiect situat la infinit, refracția razei paralele la axa optică se produce pe o singură suprafață. În al doilea caz, aceeași deviere a razei revine ambelor suprafețe, deci unghiurile de incidență la fiecare suprafață sînt mai mici și în consecință aberația de sfericitate va fi mai mică. Așa se explică de ce, de exemplu, în construcția condensorilor aparatelor de proiecție sau de mărit, lentilele sînt dispuse cu suprafața plană și respectiv cu cea concavă spre exterior (fig. V.4).

Scanned with OKEN Scanner

Pentru corijarea aberației de sfericitate se practică trei metode:

— Corijarea prin asocierea unei lentile convergente (subcorijate) cu o lentilă divergentă (supracorijată), calculate astfel încît aberația negativă a lentilei convergente să fie compensată de aberația pozitivă a celei divergente, și prin aceasta să rezulte distanța focală dorită. Prin alegerea corespunzătoare a indicilor de refracție ai celor două lentile se urmărește totodată și acromatizarea sistemului (fig. V.5). Un asemenea sistem, dublet, se numește *acromat*.

Se precizează că aberația de sfericitate nu poate fi corijată pentru toate deschiderile fasciculului. O corijare perfectă se poate realiza numai pentru două zone ale lentilei — pentru zona paraxială și una marginală, sau intermediară cu focar comun. Pentru restul zonelor se manifestă încă o aberație remanentă, dar de o valoare considerabil mai mică față de cea a lentilei simple necorijate, deci calitatea imaginii punctului situat pe axa optică va fi considerabil mai bună.

— Corijarea prin înlocuirea lentilei simple cu un sistem asociat din mai multe lentile, avînd raze de curbură corespunzător mai mari decît cele ale lentilei echivalente (fig. V.4). În acest caz devierea razelor prin sistem fiind distribuită pe mai multe suprafețe, unghiurile de incidență vor fi

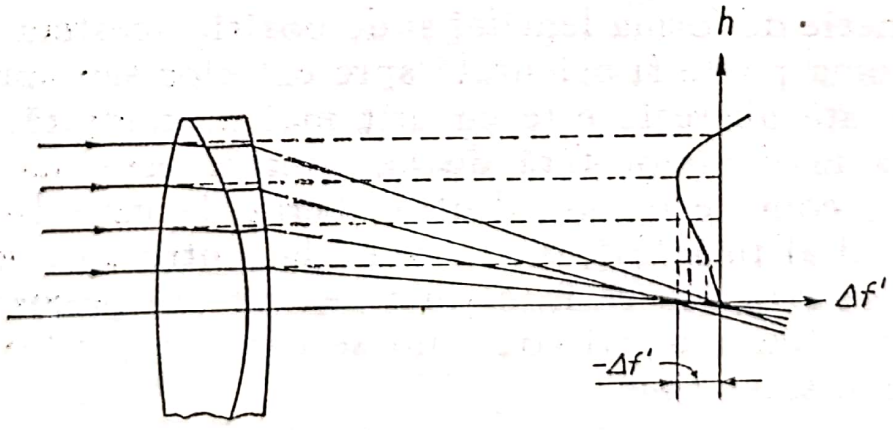


Fig. V.5. Corijarea aberației de sfericitate.

mult mai mici, iar aberația de sfericitate redusă corespunzător.

— Corijarea prin utilizarea lentilelor cu suprafețe asferice, astfel calculate încît razele luminoase ce traversează lentila prin diverse zone să prezinte un focar comun. Aceasta

Scanned with OKEN Scanner

constituie o metodă modernă, utilizată azi atît în construcția sistemelor condensoare ale aparatelor de proiecție, cît și în construcția obiectivelor superangulare cu luminozitate mare, a căror corijare prin metode obișnuite reclamă construcții complicate, formate dintr-un număr mare de componente. Este evident că tehnologia de execuție a suprafețelor asferice este foarte complicată, dar în același timp acestea sînt atît de eficace, încît simplifică considerabil construcția sistemelor optice.

b. *Coma*

Coma este aberația ce se manifestă în fasciculе largi și înclinate, în urma căreia imaginea unui punct obiect situat în afara axei optice reprezintă o caustică asimetrică, care, în diverse plane perpendiculare la axa optică produce imagini de diverse mărimi și intensități luminoase, de forme asemănătoare unei comete (fig. V.6, planșa 4).

În principiu, coma constituie o particularitate a aberației de sfericitate pentru fascicule înclinate și este generată de aceleași cauze. Asimetria causticii și forma de cometă a imaginii se datorează asimetriei secțiunii fasciculelor, respectiv asimetriei unghiurilor de incidență față de suprafețele lentilei.

În funcție de forma lentilei și de poziția acesteia față de obiect, coma poate fi orientată spre exterior sau spre interior. Această aberație este cu atît mai pronunțată, cu cît înclinația fasciculelor față de axa optică este mai mare. De aceea, coma este una dintre aberațiile care limitează cîmpul util al imaginii, deoarece de la centru spre margine imaginile devin din ce în ce mai neclare. Se precizează că pe măsura diafragmării coma nu se corijează, ci se transformă în astigmatism.

Într-un sistem optic coma se corijează numai dacă se satisface condiția sinusurilor, stabilită de Abbe prin expresia (V.1). Abbe a demonstrat că mărirea liniară prin diverse zone ale lentilei este diferită (fig. V.7), fenomen datorat faptului că prin zonele marginale ale lentilei refracția razelor este mai accentuată decît prin zona centrală. Prin urmare, dacă zona centrală formează imaginea l'_0 zona margi-

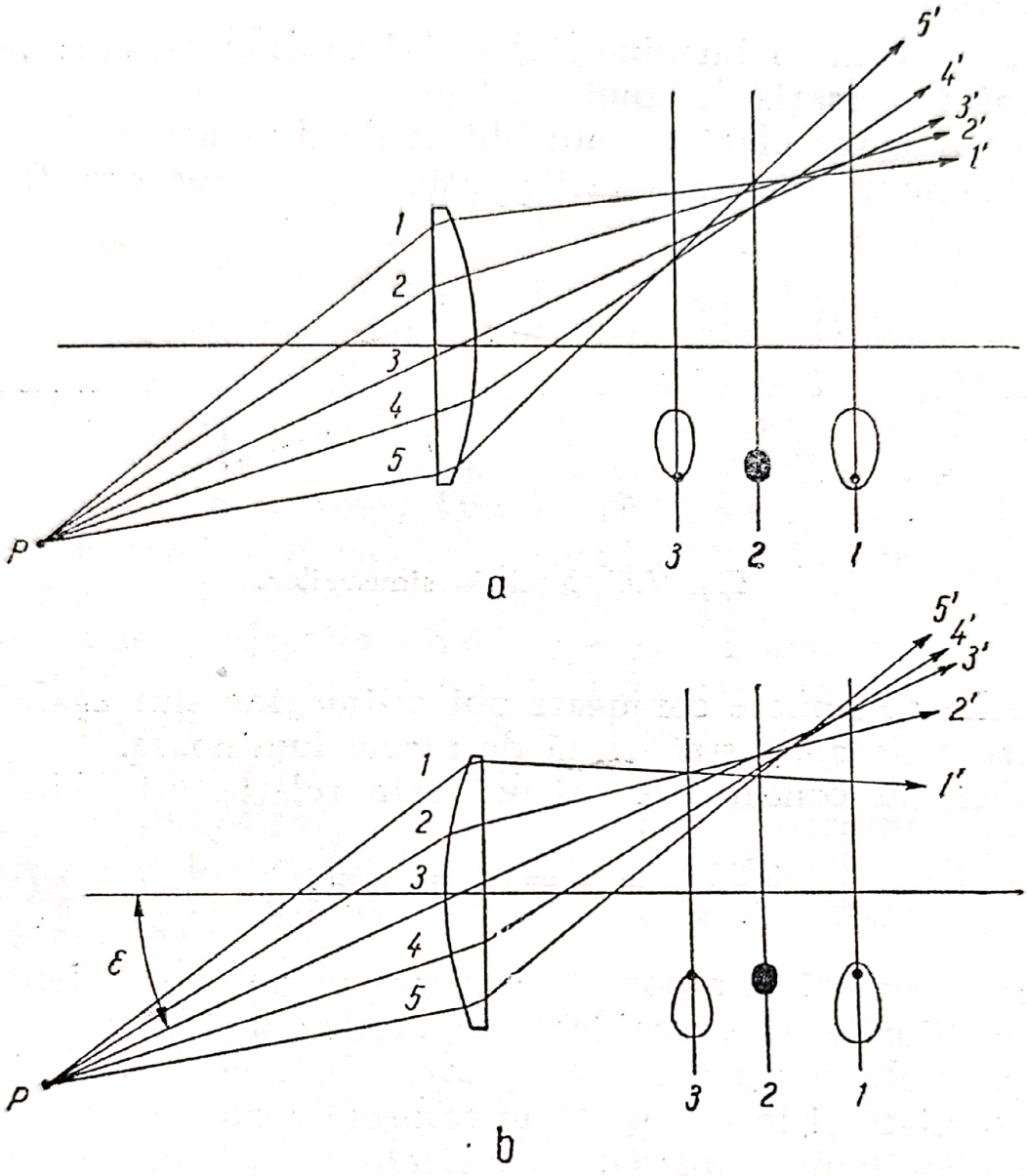


Fig. V.6. Coma:
a — comă exterioară; *b* — comă interioară.

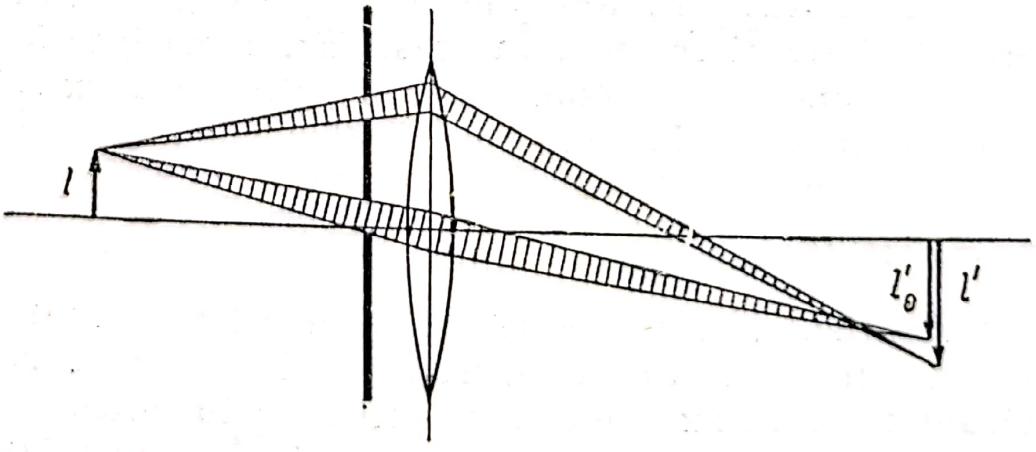


Fig. V.7. Efectul comei.

nală va forma o imagine l' de mărime diferită, ceea ce determină aberaţia de comă.

O imagine clară a unui obiect de dimensiuni finite se obţine numai dacă drumurile optice ale razelor între fiecare

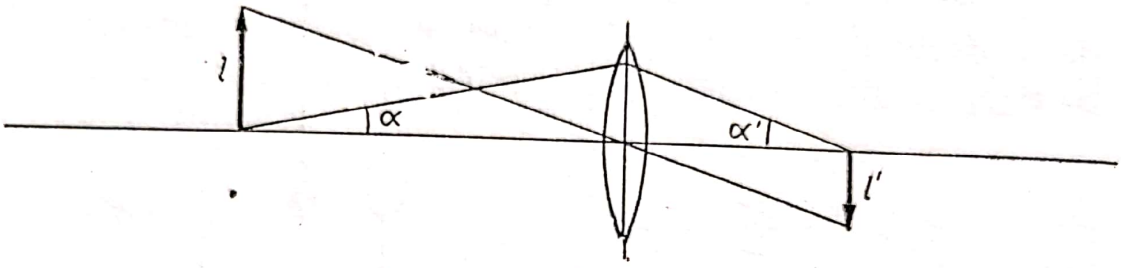


Fig. V.8. Condiţia sinusurilor.

pereche de puncte conjugate obiect-imagine sînt egale, indiferent de zona străbătută de razele luminoase.

Această condiţie se asigură prin relaţia lui Abbe [3]:

$$\frac{\text{Sin } \alpha}{\text{Sin } \alpha'} = \frac{l'}{l} = M = \text{const.}, \qquad \text{(V.1.)}$$

de unde rezultă că raportul de mărire nu trebuie să depindă de unghiurile de deschidere ale razelor incidente.

Punctele conjugate pentru care aberaţia de sfericitate este corijată şi în acelaşi timp respectă condiţia sinusurilor se numesc puncte aplanate, iar sistemul optic care satisface aceste condiţii se numeşte *aplanat*. Practic, într-un sistem optic poate fi asigurată o singură pereche de puncte aplanate.

Cel mai simplu obiectiv aplanat este periscopul (v. fig. XI.1, *d*), constituit din două meniscuri convergente, dispuse simetric faţă de diafragmă. În acest caz, coma interioară a primului component se compensează prin coma exterioară a componentului al doilea.

c. *Astigmatismul*

Astigmatismul este aberaţia ce se manifestă în fascicule înguste înclinate, în urma căreia imaginea unui punct obiect situat în afara axei optice constituie o imagine spaţială formată din două linii focale perpendiculare una faţă de alta şi situate faţă de sistemul optic la distanţe diferite

(fig. V.9). O asemenea imagine se numeşte astigmatică, iar distanţa dintre cele două linii focale — distanţă astigmatică sau distanţă de astigmatism.

Pentru facilitarea înţelegerii acestei aberaţii să presupunem că de la punctul obiect situat în afara axei optice lumina se propagă în două plane perpendiculare între ele. Planul vertical ce cuprinde punctul obiect şi axa optică a sistemului, intersectînd suprafaţa lentilei pe o linie asemănătoare meridianului pămîntesc, se numeşte plan meridional, iar planul orizontal ce intersectează suprafaţa lentilei pe o linie asemănătoare ecuatorului — plan sagital sau ecuatorial. Datorită asimetriei liniilor de intersecţie ale fasciculelor din cele două plane cu suprafeţele lentilei unghiurile de incidenţă vor fi diferite. Astfel, în urma refracţiei, fasciculul din planul meridional se va intersecta într-un punct imagine P'_m, pe cînd fasciculul din planul sagital se va intersecta într-un alt punct imagine P'_s. Ca urmare a intersecţiei în puncte diferite a razelor emergente din cele două plane perpendiculare se obţine imaginea astigmatică a punctului, formată din două linii focale ce trec prin punctele P'_m şi P'_s.

Linia orizontală P'_m formată de fasciculul meridional în planul sagital se numeşte imagine meridională, iar linia focală P'_s formată de fasciculul sagital în planul meridional — imagine sagitală. Evoluţia formei imaginii punctului obiect pe un ecran perpendicular la axa optică se poate urmări în fig. V.9. Este evident că în nici una din poziţii imaginea punctului situat în afara axei optice nu va fi punctiformă. Aproximaţia cea mai bună a imaginii, sub forma petei difuze cu diametrul minim, se găseşte între cele două linii astigmatice (vezi planşa 6).

Mărimea astigmatismului se caracterizează prin diferenţa astigmatică $\Delta f'$, respectiv prin distanţa dintre cele două linii focale măsurată pe axa optică, şi variază în funcţie de înclinaţia fasciculului. Trasînd locul geometric al celor două linii astigmatice se obţine reprezentarea grafică a astigmatismului (fig. V.10).

Din cele prezentate rezultă că, pe măsura micşorării unghiului de înclinaţie al fasciculului, liniile focale se scurtează şi se apropie una de alta, confundîndu-se într-un punct

Scanned with OKEN Scanner

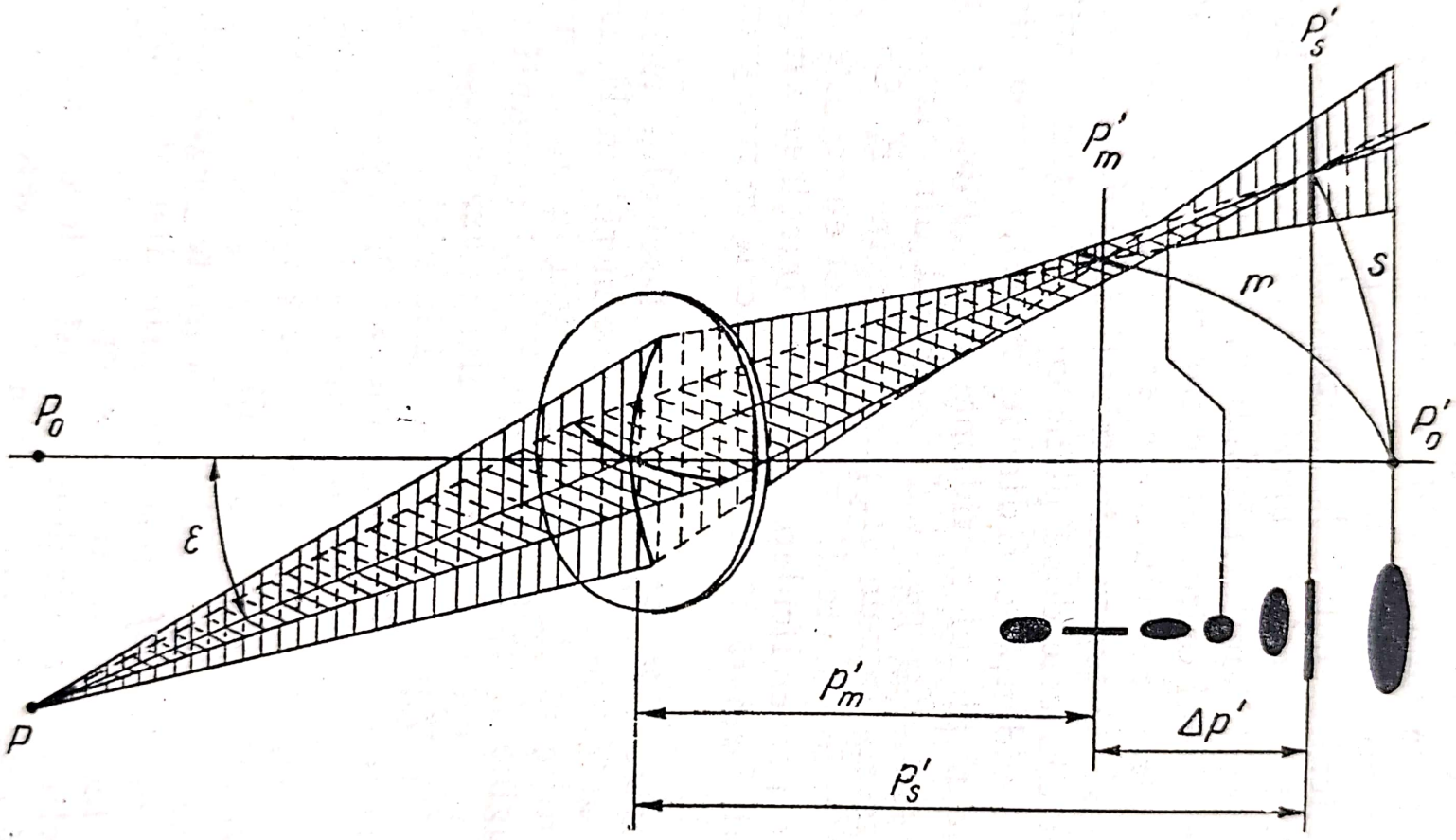


Fig. V.9. Astigmatismul.

Scanned with OKEN Scanner

pe axa optică, cînd unghiul de înclinaţie devine nul. Aproximaţia cea mai bună a imaginii punctului se găseşte pe o curbă reprezentată cu linie întreruptă, situată între liniile *m* şi *s*.

Datorită astigmatismului, unui plan obiect îi va corespunde în imagine două suprafeţe de curburi diferite — suprafaţa meridională *m* şi suprafaţa sagitală *s*.

Astigmatismul se consideră corijat dacă curburile celor două suprafeţe astigmatice *m* şi *s* se suprapun. Sistemele care satisfac această condiţie se numesc *astigmate*. Este evident că în urma corijării astigmatismului, o imagine clară a unui obiect plan se va obţine numai pe o suprafaţă curbă, deci curbura astigmatică rămîne în continuare necorijată.

În cazul unei lentile, astigmatismul poate fi ameliorat printr-o alegere corespunzătoare a formei, a indicelui de refracţie al sticlei şi a poziţiei diafragmei (fig. V.11). O asemenea formă şi poziţie a lentilei este însă contraindicată ameliorării aberaţiei de sfericitate. De aceea, corijarea astigmatismului concomitent cu corijarea altor aberaţii consti-

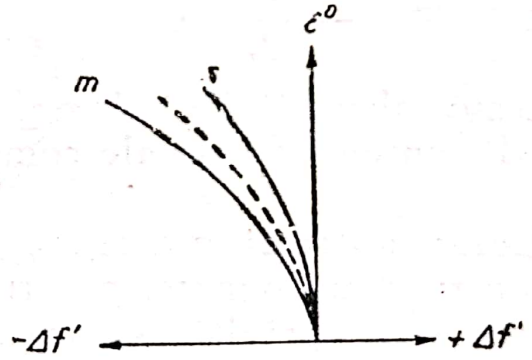


Fig. V.10. Reprezentarea grafică a astigmatismului.

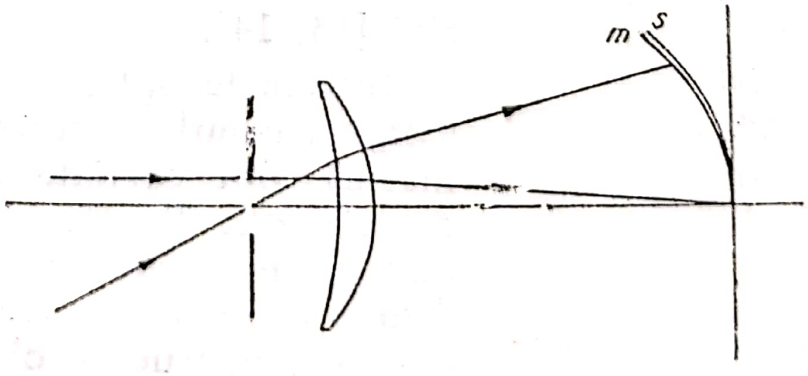


Fig. V.11. Ameliorarea astigmatismului unui menisc.

Scanned with OKEN Scanner

tuie o problemă deosebit de dificilă, ce se realizează prin asocierea corespunzătoare de lentile pozitive şi negative de diverse forme şi indici de refracţie diferiţi.

d. *Curbura astigmatică.*

Curbura astigmatică este aberaţia ce se manifestă în fascicule înguste înclinate, datorită căreia imaginea unei figuri plane nu se obţine clară într-un plan, ci pe o suprafaţă cu o anumită curbură.

Dacă în cazul sistemelor vizuale curbura astigmatică afectează calitatea imaginii numai dacă aceasta depăşeşte limita de acomodare a ochiului, pentru obiectivele fotocinematografice corijarea curburii devine o condiţie obligatorie, deoarece imagini clare trebuie să se obţină în planul materialului fotosensibil.

Pentru corijarea simultană a astigmatismului şi a curburii astigmatice, Petzvall a stabilit că sistemul trebuie să îndeplinească condiţia:

$$-\frac{1}{n_i f_i}=0 \qquad \text{(V.2.)}$$

deci, corijarea acestor aberaţii depinde de alegerea indicilor de refracţie şi a distanţelor focale ale componentelor sistemului optic.

Ca şi în cazul altor aberaţii, o corijare perfectă este realizabilă numai pentru două puncte, pentru fiecare curbură privită separat. Astigmatismul şi curburile remanente se reprezintă grafic ca în fig. V.12, forma curbelor de corecţie pentru diverse obiective fiind foarte diferită [13, 14].

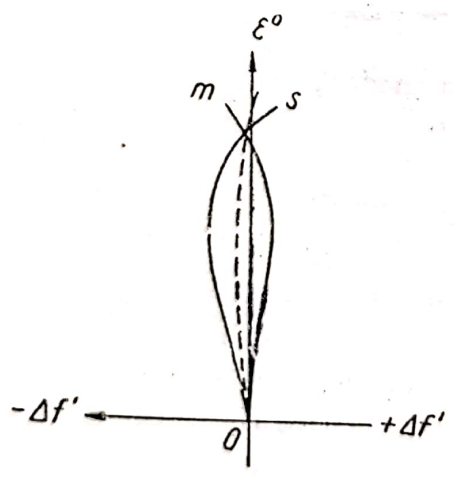


Fig. V.12. Reprezentarea grafică a corijării astigmatismului şi curburii astigmatice.

Sistemele optice pentru care astigmatismul şi curbura astigmatică sînt corijate se numesc *anastigmate*. Realizarea anastigmatelor moderne constituie una dintre problemele cele mai dificile în construcţia obiectivelor, şi a devenit posibilă numai da-

Scanned with OKEN Scanner

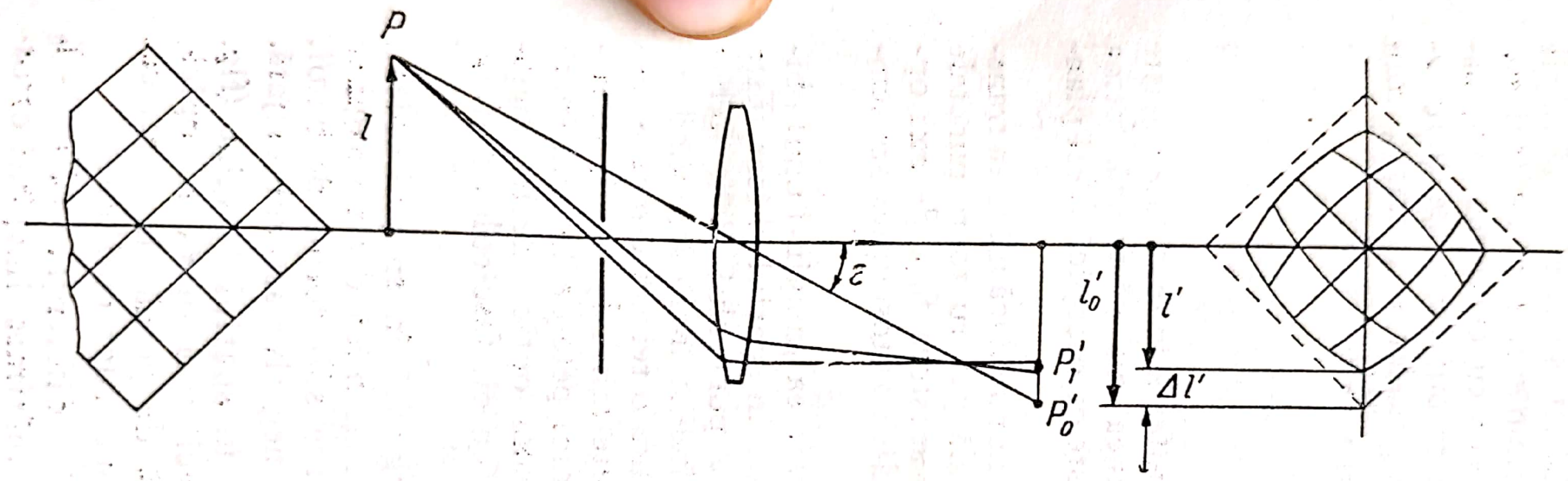


Fig. V.13. Distorsie negativă (subcorijată).

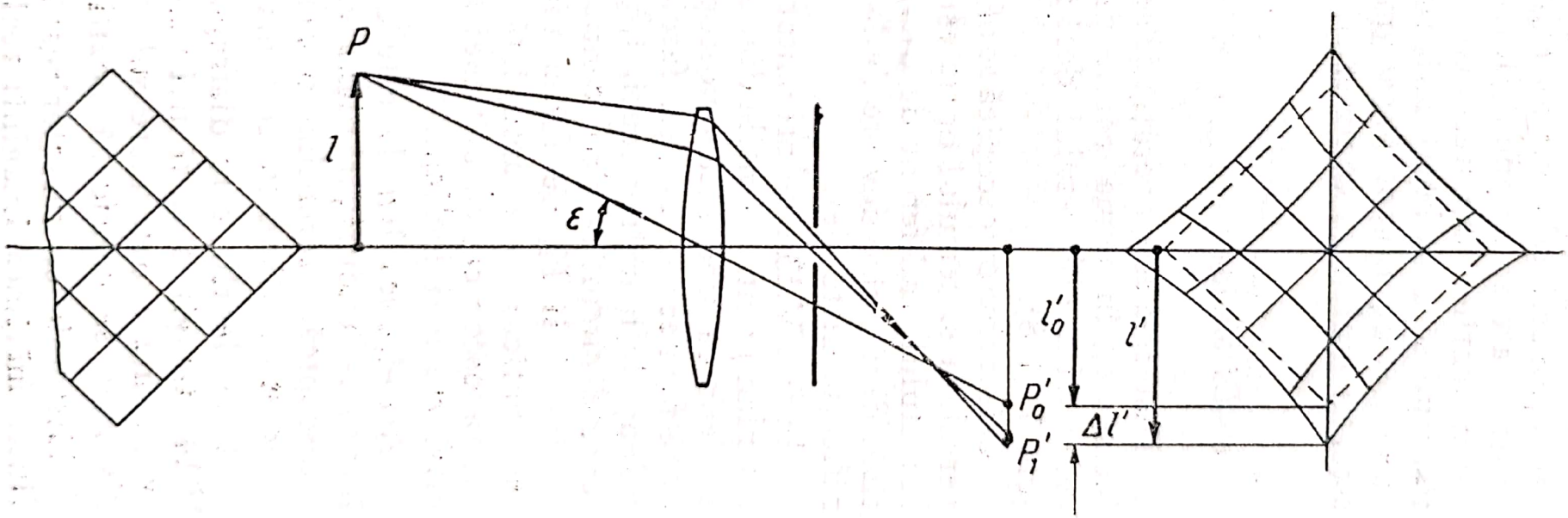


Fig. V.14. Distorsie pozitivă (supracorijată).

Scanned with OKEN Scanner

torită descoperirii unui bogat sortiment de sticle optice şi perfecţionării tehnicii de calcul. Chiar şi cele mai simple anastigmate se compun dintr-un număr minim de trei sau patru lentile. Deoarece concomitent cu corijarea astigmatismului şi a curburii astigmatice trebuie corijate toate aberaţiile, de obicei anastigmatele moderne prezintă construcţii mult mai complexe (v. cap. XI).

e. *Distorsia*

Distorsia este aberaţia ce se manifestă în fascicule înguste înclinate, în urma căreia imaginea nu păstrează forma geometrică a obiectului, deci nu este ortoscopică (vezi planşele 7 şi 8).

O imagine ortoscopică se obţine numai dacă mărirea transversală a sistemului optic este egală pentru toate punctele obiectului, indiferent de distanţa acestora faţă de axa optică, deci, orice deviere de la condiţia ortoscopiei are semnificaţia distorsiei.

În fig. V.13 este prezentată formarea imaginii unui obiect plan printr-o lentilă diafragmată în spaţiul obiect. Este evident că imaginea ortoscopică a punctului P ar trebui să se formeze în P'_0. Un fascicul îngust înclinat, avînd incidenţa la marginea lentilei, prezintă o refracţie mai accentuată decît un fascicul central, determinînd, astfel, apariţia imaginii P'_1, de forma unei mici pete de lumină (pată astigmatică), mai apropiată de axa optică decît imaginea ortoscopică, cu atît mai mult cu cît fasciculul diafragmat este mai înclinat.

Astfel, dacă lentila este diafragmată în spaţiul obiect, imaginea unei figuri plane va fi mai mică decît imaginea ortoscopică, prezentînd o deformare sub formă de butoi. În acest caz distorsia se consideră negativă sau subcorijată.

Dacă lentila este diafragmată în spaţiul imagine (fig. V.14), imaginea va fi mai mare decît imaginea ortoscopică, prezentînd o deformare sub formă de pernă. În acest caz distorsia se consideră pozitivă sau supracorijată.

Distorsia se caracterizează prin diferenţa: $\Delta l' = l' - l'_0$ dintre mărimea imaginii reale şi mărimea imaginii ortos-

Scanned with OKEN Scanner

copice. De obicei se consideră distorsia relativă exprimată în procente:

$$D = \frac{\Delta l'}{l'_0} = \frac{l' - l'_0}{l} [\%] \qquad (V.3)$$

Variația distorsiei relative se exprimă grafic în funcție de variația unghiului de înclinație al fasciculului, determinat de depărtarea punctului obiect față de axa optică (fig. V.15).

Corijarea distorsiei se realizează printr-o asociere corespunzătoare de lentile sau componente ale căror distorsiuni

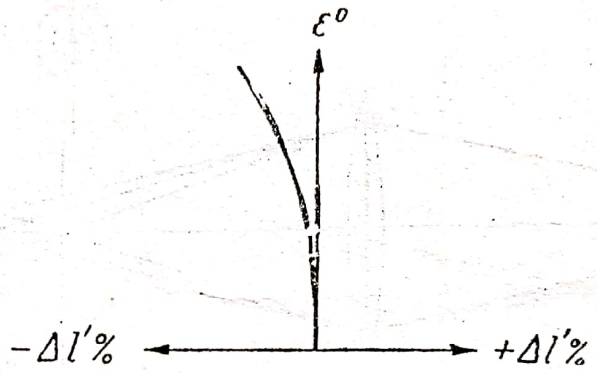


Fig. V.15. Reprezentarea grafică a distorsiei.

sînt de sens contrar. Cel mai simplu sistem optic corijat de distorsiuni este periscopul (fig. XI.1, *d*), la care distorsia pozitivă a primului component este compensată de distorsia negativă a componentului al doilea. Practic se realizează și sisteme asimetrice cu distorsiunile corijate, cum sînt obiectivele fotografice obișnuite.

Obiectivele foto-cinematografice prezintă distorsiuni remanente de ±1% pînă la ±2%, nesesizate de ochi. Pentru obiective speciale destinate aerofotografierii în scopuri cartografice, pentru reproduceri exacte etc., distorsiunile se corijează pînă la limita de ±0,01%.

2. Aberațiile cromatice

Aberația cromatică constituie eroarea generată de fenomenul dispersiei, în urma căreia imaginea unui punct obiect este de forma u nei figuri spațiale, care, în diverse plane per-

pendiculare la axa optică, formează imagini de forma unor pete de dispersie de diverse mărimi şi culori, cu intensităţi diferite.

a. *Aberaţia cromatică pe axa optică*

Datorită dispersiei, la trecerea prin lentilă orice rază de lumină albă se descompune în spectru, fiecare rază monocromatică formînd o altă imagine (fig. V.16). Din figură

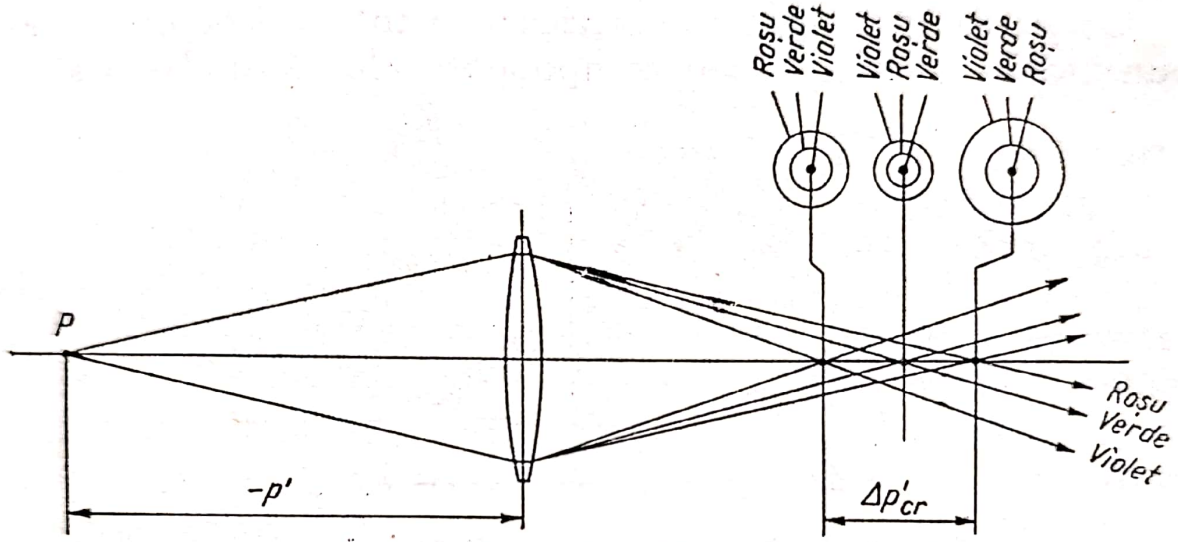


Fig. V.16. Aberaţia cromatică pe axa optică.

se observă că cea mai bună aproximare a imaginii unui punct obiect situat pe axa optică este pata de dispersie cu diametrul minim, situată între imaginile extreme formate de radiaţiile roşie şi violet.

Conform expresiei IV.12, distanţa focală a unei lentile depinde de razele de curbură ale suprafeţelor refringente şi de indicele de refracţie al sticlei. Indicele de refracţie fiind o mărime variabilă în funcţie de lungimea de undă, rezultă că şi distanţa focală capătă o altă valoare pentru fiecare radiaţie monocromatică: este maximă pentru extremitatea roşie a spectrului vizibil, deoarece indicele de refracţie este minim şi minimă pentru extremitatea violetă, deoarece indicele de refracţie este maxim. Fiind determinată de dispersie, aberaţia cromatică acţionează chiar şi în fascicule paraxiale.

În fig. V.17 este prezentată curba de reprezentare a aberaţiei cromatice, sub forma variaţiei distanţei focale în funcţie de lungimea de undă.

Scanned with OKEN Scanner

Mărimea aberației cromatice pe axă se caracterizează prin diferența distanțelor focale f'_F pentru radiația albastră și f'_C pentru radiația roșie, și corespunde expresiei [12]:

$$\Delta f'_{cr} = f'_F - f'_C = -\frac{f'_D}{\nu}. \qquad (V.4)$$

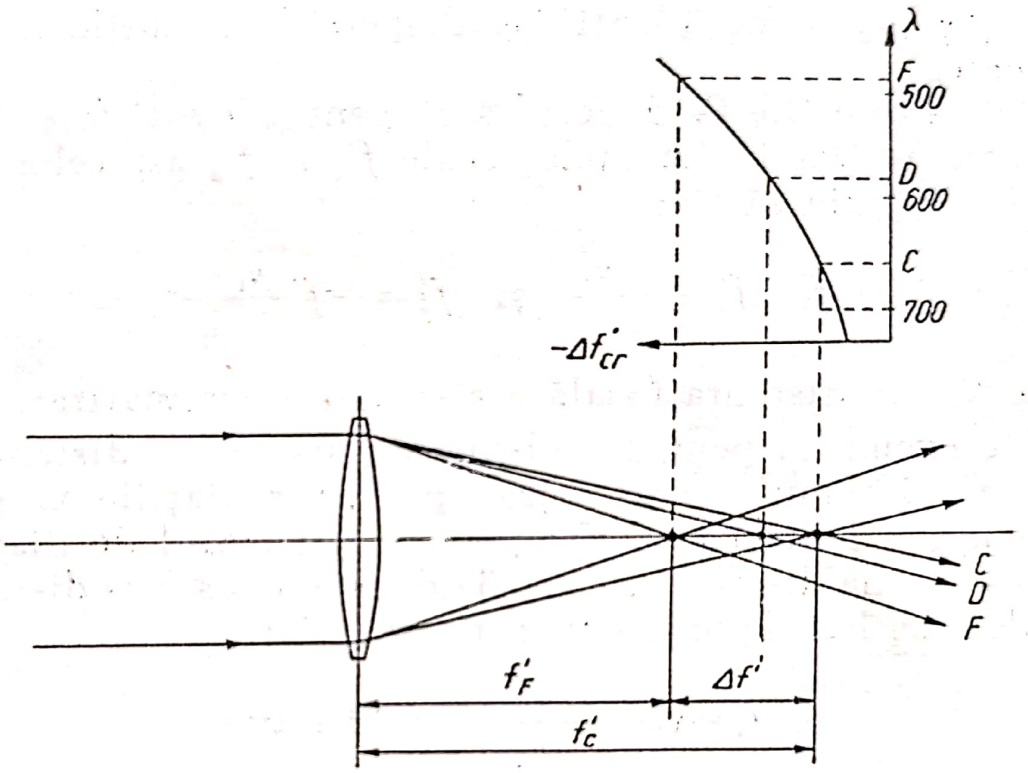


Fig. V.17. Reprezentarea grafică a aberației cromatice.

în care: f'_D este distanța focală medie corespunzătoare radiației galben-verde și ν — coeficientul de dispersie al sticlei.

De exemplu, o lentilă cu distanca focală $f'=100$ mm, confecționată din sticlă crown avînd coeficientul de dispersie $\nu=64$, va avea o aberație cromatică: $\Delta f'_{cr} = -\frac{100}{64} = -1{,}56$ mm, pe cînd aceeași lentilă, confecționată din flint cu $\nu=36{,}4$ va avea: $\Delta f'_{cr} = -\frac{100}{36{,}4} = -2{,}74$ mm.

În cazul cel mai simplu corijarea aberației cromatice se realizează prin asocierea unei lentile convergente cu una divergentă, lipite sau puțin distanțate, avînd aberațiile egale și de sensuri contrarii. Pentru a obține acromatizarea

este necesar ca puterile dioptrice C_1 și C_2 ale lentilelor componente să corespundă expresiilor [1; 3]:

$$C_1 = C\frac{\nu_1}{\nu_1 - \nu_2} \text{ și } C_2 = -C\frac{\nu_2}{\nu_1 - \nu_2}, \qquad (V.5)$$

în care: C este puterea dioptrică a sistemului acromatizat, iar ν_1 și ν_2 — coeficienții de dispersie ai lentilelor componente.

Din expresiile (V.5) rezultă că pentru a satisface condiția acromatizării distanțele focale f'_1 și f'_2 ale celor două lentile trebuie să fie:

$$f'_1 = f'\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1} \text{ și } f'_2 = -f'\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_2} \qquad (V.6)$$

unde f' este distanța focală a sistemului acromatizat.

De exemplu, pentru a obține un sistem cu distanța focală $f' = 100$ mm, acromatizat pentru radiațiile C și F, utilizînd o lentilă din Krown cu coeficientul de dispersie $\nu_1 = 64$ și una din flint cu $\nu_2 = 34{,}6$, este necesar ca distanțele focale ale lentilelor componente să fie:

$$f'_1 = 100\frac{64 - 36{,}4}{64} = 43{,}1 \text{ mm}$$

$$f'_2 = -100\frac{64 - 36{,}4}{36{,}4} = -75{,}75 \text{ mm}$$

Conform expresiei (IV.17) distanța focală echivalentă a acestui sistem va fi:

$$f'_{F,C} = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2} = \frac{43{,}1\,(-75{,}75)}{43{,}1 - 75{,}75} = 100 \text{ mm}$$

și satisface condiția acromatizării.

Cunoscînd distanțele focale f'_1 și f'_2, din expresia (IV.12) se pot calcula razele de curbură ale celor două lentile, ținînd seama ca razele suprafețelor lipite să fie egale și de același sens (fig. V.18).

Acromatizarea prin asocierea a două lentile lipite avînd aberațiile egale și de sensuri contrarii asigură suprapunere focarelor numai pentru două lungimi de undă. În urma acestei acromatizări rezultă un spectru secundar reprezen-

Scanned with OKEN Scanner

tat în fig. V.18. Un asemenea sistem optic se numeşte *acromat*.

Pentru a reduce spectrul secundar la minim, condiţie ce se impune pentru obţinerea unor imagini cît mai corecte,

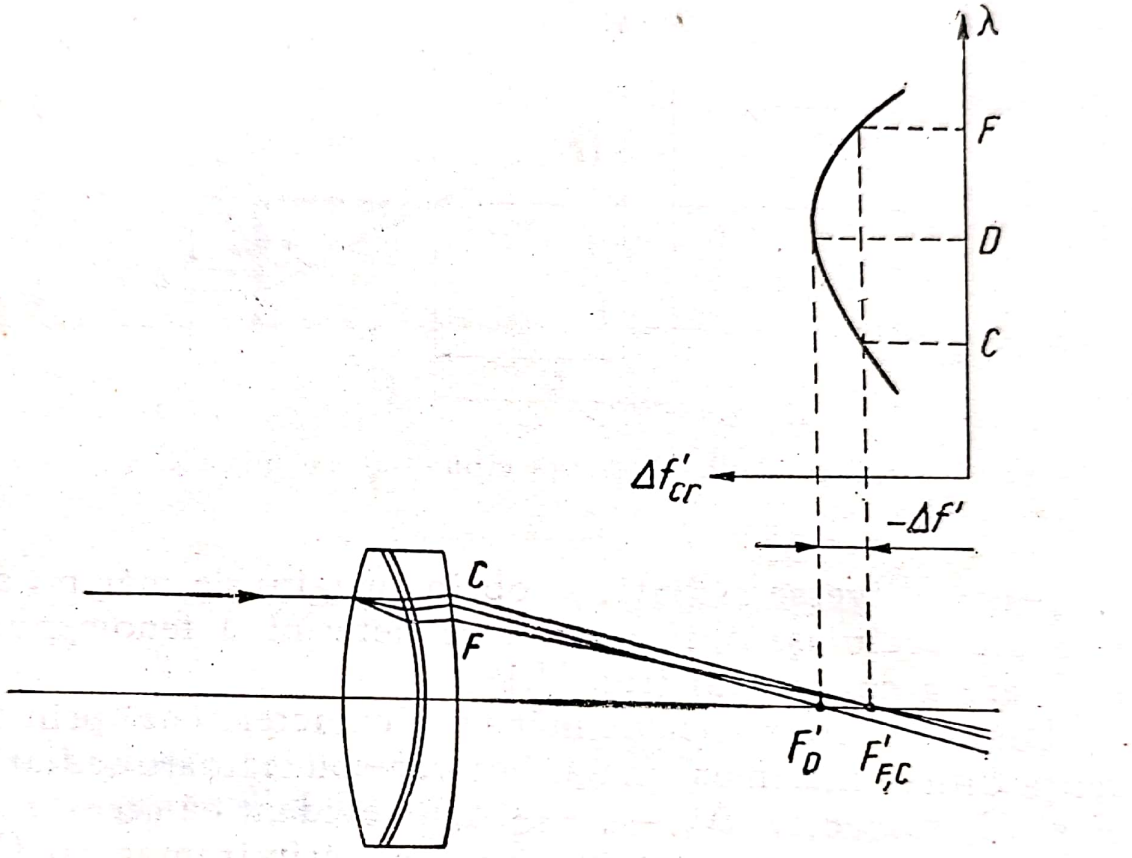


Fig. V.18. Corijarea aberaţiei cromatice.

este necesară acromatizarea pentru trei radiaţii ale spectrului vizibil. Asemenea sisteme, numite *apocromate*, se pot obţine printr-un sistem asociat din trei lentile cu caracteristici optice corespunzătoare [13].

b. *Diferenţa cromatică de mărire*

Diferenţă cromatică de mărire se numeşte fenomenul de colorare a conturului imaginii obiectelor de dimensiuni finite. Acest fenomen se datorează măririi diferite a imaginii pentru diverse radiaţii, ca rezultat al variaţiei distanţei focale în funcţie de lungimea de undă.

După cum se observă din fig. V.18 şi V.19, în cazul sistemelor optice de grosimi finite, acromatizarea simplă asi-

gură corespondența focarelor și respectiv a imaginilor situate pe axa optică, dar nu asigură și egalitatea distanțelor focale. Deoarece mărimea imaginii obiectelor de dimensiuni finite este direct proporțională cu distanța focală, rezultă

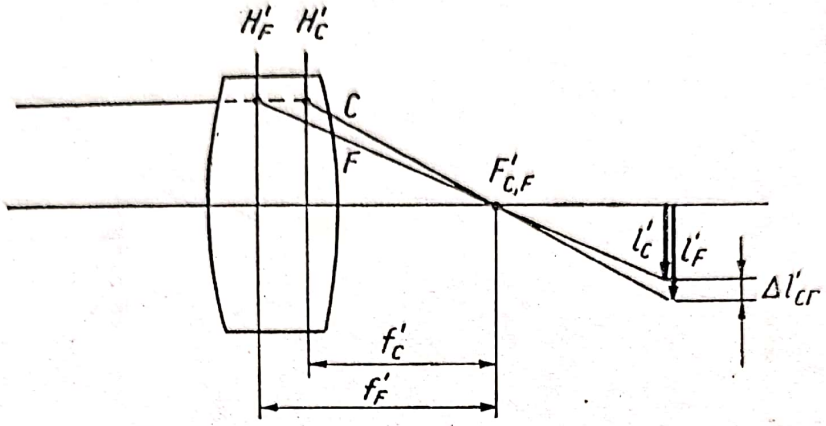


Fig. V.19. Diferența cromatică de mărire.

că pentru diverse radiații se obțin imagini de mărimi diferite ale aceluiași obiect, ceea ce determină fenomenul de colorare a conturului (fig. V.19).

Diferența cromatică de mărire se caracterizează prin diferența dintre mărimea imaginilor corespunzătoare radiațiilor F și C, respectiv $\Delta l'_{cr} = l'_F - l'_C$. Este evident că această diferență crește concomitent cu creșterea mărimii imaginii. Corijarea acestei aberații reclamă realizarea unor sisteme complexe, care să asigure atît coincidența focarelor pentru diverse radiații cît și coincidența planelor principale. Asemenea sisteme, care asigură acromatizarea și egalitatea distanțelor focale se numesc *stabil acromatizate*.

Pentru sisteme optice vizuale, cum sînt lupta sau ocularul unui sistem de vizare, acromatizarea se poate realiza printr-un sistem asociat din două lentile convergente confecționate din același sort de sticlă și situate la o distanță care să corespundă expresiei [3]:

$$d = \frac{f'_1 + f'_2}{2} \qquad (V.7)$$

După cum rezultă din fig. V.20, la ieșirea dintr-un asemenea sistem toate radiațiile se prezintă sub forma unui fascicul paralel, pe care sistemul optic al ochiului îl concen-

Scanned with OKEN Scanner

trează pe retină sub forma unei imagini punctiforme de culoare albă. Fasciculul emergent sistemului fiind paralel, înseamnă că aici se asigură egalitatea distanțelor focale dar nu și coincidența focarelor. Din această cauză, asemenea sisteme nu pot fi utilizate în calitate de obiective fotografice.

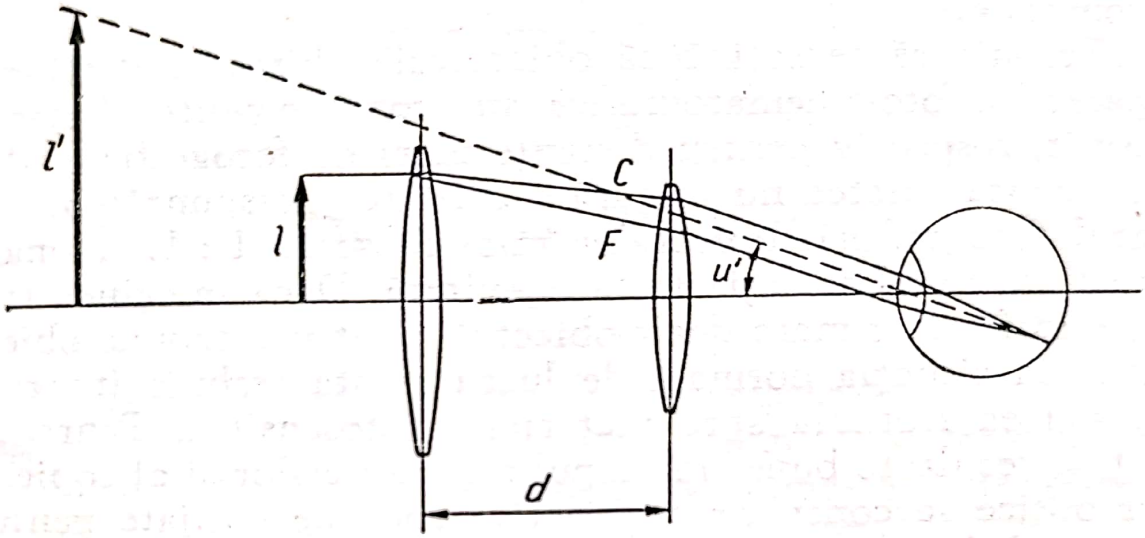


Fig. V.20. Corijarea unui sistem ocular.

3. Acțiunea simultană a aberațiilor asupra calității imaginii

Pînă aici s-a analizat separat acțiunea fiecărei aberații asupra calității imaginii. În realitate acestea acționează simultan, iar în prezența luminii naturale situația devine mult mai complicată, deoarece toate aberațiile monocromatice sînt însoțite de aberații cromatice. De exemplu, aberația de sfericitate nu poate fi corijată simultan pentru toate radiațiile spectrului vizibil. Din această cauză rezultă o diferență cromatică de aberație sferică. De asemenea, pentru corijarea comei, condiția sinusurilor trebuie îndeplinită pentru cel puțin două radiații extreme ale spectrului. În caz contrar imaginea va apare cu contururile colorate.

Numai obiectivele anastigmate și apocromate sînt capabile să corijeze aberațiile pînă la o limită practic acceptabilă.

Din cauza dificultății corijării simultane a tuturor aberațiilor, practic obiectivele foto-cinematografice se cori-

jează în funcție de domeniul de utilizare. Astfel, pentru obiectivele cu unghiuri de cuprindere mari se corijează cu prioritate aberațiile specifice fasciculelor înclinate, respectiv coma, astigmatismul, curbura astigmatică și distorsia, iar pentru obiectivele cu unghiuri de cuprindere mici, mai importantă devine corijarea aberației de sfericitate și a celei cromatice.

Trebuie să se rețină că obiectivele obișnuite destinate aparatelor foto-cinematografice, sînt corijate pentru distanța infinit, respectiv pentru distanțe mari de fotografiere, din care cauză acestea nu asigură o calitate corespunzătoare în cazul fotografierii obiectelor mici la scara 1 : 1. În mod practic această situație trebuie evitată. Dacă imaginea trebuie să fie mai mare decît obiectul, pentru a repune obiectivul în situația normală de lucru acesta trebuie inversat cu partea frontală spre materialul fotosensibil. Pentru a obține rezultate bune, în scopul reproducerilor și al copierilor optice se construiesc obiective speciale corijate pentru raportul de mărire 1 : 1.

Se precizează, de asemenea, că gradul de corijare este mai ridicat pentru obiectivele cinematografice și fotografice destinate formatelor mici decît cele fotografice destinate formatelor mari, deoarece datorită măririi accentuate a imaginii la copiere, și respectiv de pe peliculă pe ecran, exigențele calitative față de primele sînt corespunzător mai mari.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul

VI

Iluminarea imaginii

La trecerea prin sisteme optice, fasciculele de lumină sînt limitate de diverse obstacole, numite diafragme, iar acțiunea de limitare a fasciculelor se numește diafragmare.

1. Diafragmarea fasciculelor emise din puncte situate pe axa optică

Din fluxul luminos total emis dintr-un punct obiect P situat pe axă numai o parte va străbate sistemul optic, determinînd iluminarea imaginii, respectiv partea cuprinsă de deschiderea lui fizică. Astfel, fasciculul ce va străbate o lentilă va fi cel limitat de însăși montura acesteia.

Dacă în spațiul obiect se introduce o diafragmă, al cărei diametru este mai mic decît diametrul lentilei, este evident că diafragma va fi cea care limitează deschiderea fasciculului incident (fig. VI.1, *a*). În acest caz deschiderea fasciculului emergent va fi determinată nu direct de deschiderea diafragmei, ci de imaginea acesteia privită din punctul imagine.

O diafragmă dispusă în spațiul imagine va limita deschiderea fasciculului emergent, deschiderea fasciculului incident fiind determinată de imaginea diafragmei privită din punctul obiect (fig. VI.1, *b*).

Diafragma reală care limitează deschiderea fasciculului de lumină într-un sistem optic constituie o *diafragmă activă*, numită diafragmă de deschidere sau de apertură.

Diafragma activă sau imaginea diafragmei active privită din punctul obiect se numește *pupilă de intrare* a sistemului

Scanned with OKEN Scanner

optic, iar diafragma activă sau imaginea acesteia privită din punctul imagine se numeşte *pupilă de ieşire*. Astfel, în fig. VI. 1, *a* se constată că diafragma activă *D*, reprezintă în acelaşi timp şi pupila de intrare *d*, pe cînd imaginea dia-

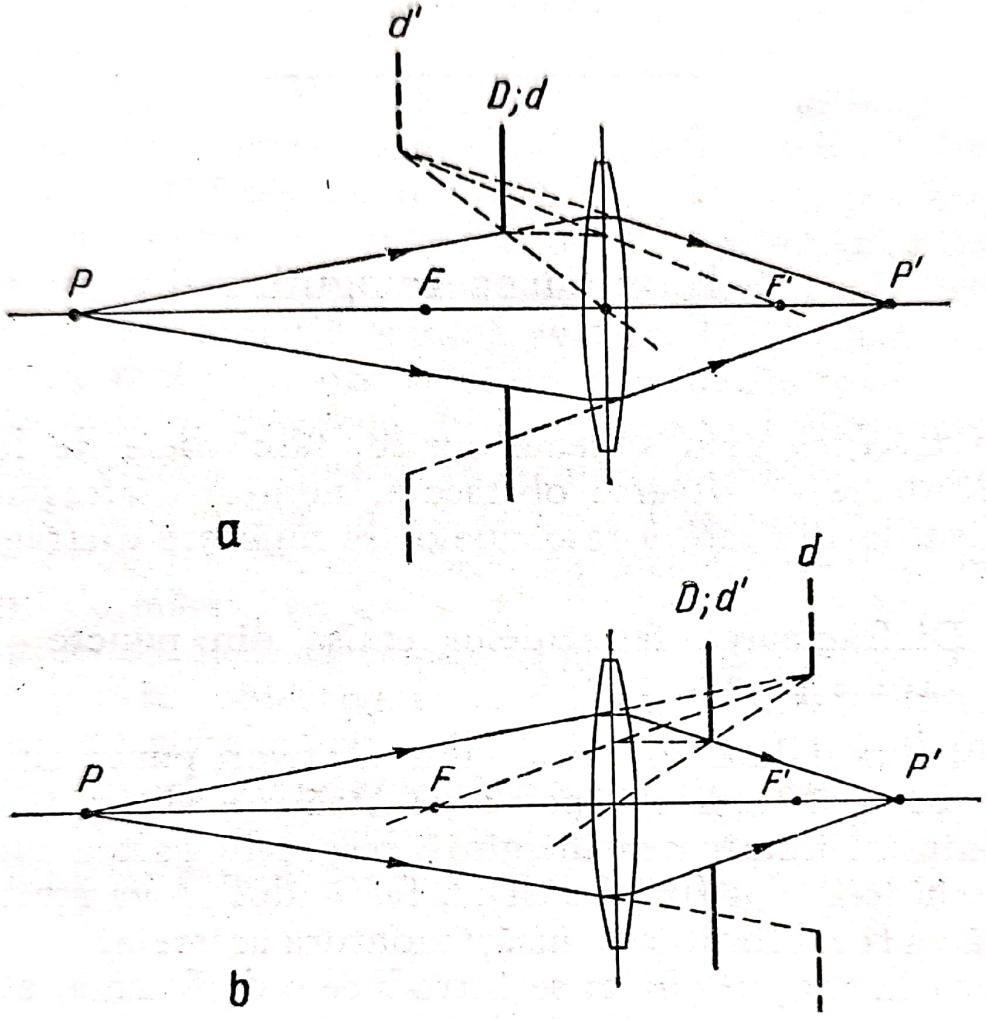


Fig. VI.1. Diafragmarea unei lentile:
a — diafragma cu pupilă de intrare; *b* — diafragma cu pupilă de ieşire.

fragmei active constituie pupila de ieşire *d'*. În fig. VI.1, *b*, diafragma activă reprezintă pupila de ieşire, imaginea diafragmei active constituind pupila de intrare.

Pentru o lentilă simplă, nediafragmată în exterior, pupila de intrare şi cea de ieşire coincide cu montura lentilei.

Obiectivele fotografice sînt prevăzute cu o diafragmă activă cu deschidere variabilă de tipul „iris", care permite reglarea fluxului luminos ce trece prin obiectiv şi determină iluminarea imaginii, constituind unul dintre mijloacele pentru reglarea expunerii fotografice. Pentru a nu limita

Scanned with OKEN Scanner

trecerea prin obiectiv a fasciculelor înclinate ce provin de la punctele obiectelor situate în afara axei optice, diafragma iris este dispusă în interior, între componentele acestuia. În acest caz poziția pupilei de intrare se determină construind imaginea diafragmei iris prin sistemul optic anterior diafragmei, pupila de ieșire construind imaginea prin componentul posterior (fig. VI.2).

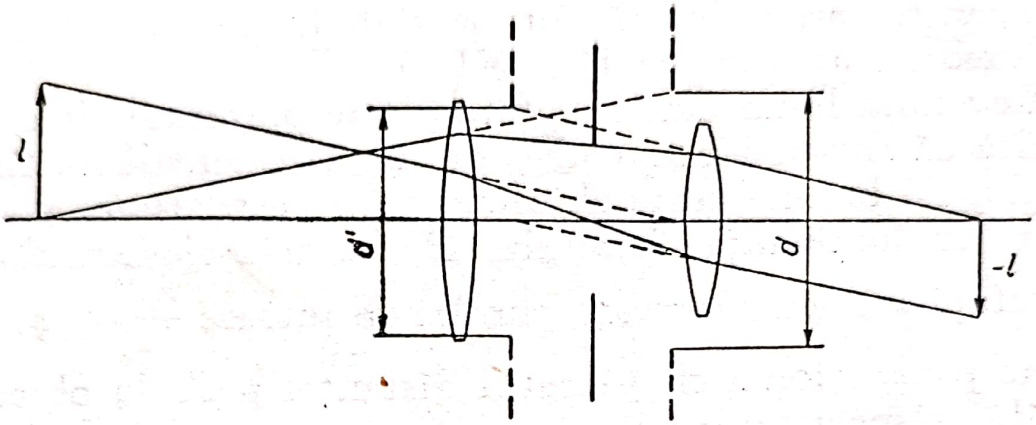


Fig. VI.2. Diafragmarea într-un obiectiv.

Deoarece pupilele de intrare și de ieșire sînt imaginile aceleiași diafragme active prin cele două componente, rezultă că acestea se găsesc în două plane conjugate ale sistemului privit în ansamblu, deci pupila de ieșire constituie imaginea pupilei de intrare și invers. Ca urmare, direcția oricărei raze principale ce trece prin centrul diafragmei active va coincide cu centrele celor două pupile, respectiv direcția razei incidente va coincide cu centrul pupilei de intrare, iar direcția razei emergente — cu centrul pupilei de ieșire.

Din cele relatate rezultă că mărimea și poziția celor două pupile depind de distanțele focale ale componentelor, anterior și posterior, și de poziția lor față de diafragma iris. Raportul dintre diametrul pupilei de ieșire și diametrul pupilei de intrare constituie mărirea transversală a pupilei.

Poziția și mărimea pupilelor în diverse obiective este foarte diferită, tot așa cum și poziția planelor principale este foarte diferită. Numai în obiectivele simetrice, avînd diafragma dispusă la egală distanță față de ambele componente, cele două pupile sînt de aceeași mărime și coincid cu planele principale.

Scanned with OKEN Scanner

2. Iluminarea imaginii unui element de suprafață situat pe axa optică

Pentru simplitatea elucidării acestei probleme ne vom referi mai întîi la iluminarea imaginii date de o lentilă subțire, pentru care pupila de intrare și de ieșire coincid cu planul median al acesteia (fig. VI.3).

Revenind la noțiunile de fotometrie prezentate în cap. I, rezultă că fluxul luminos $d\Phi_0$ ce intră în lentilă în limita conului de lumină cu unghiul spațial ω este direct proporțional cu luminanța obiectului B, cu aria elementului de suprafață ΔS, cu suprafața pupilei de intrare $\frac{\pi d^2}{4}$, și este invers proporțional cu pătratul distanței p de la obiect la lentilă, respectiv:

$$d\Phi_0 = B\Delta S \frac{\pi d^2}{4 p^2}. \qquad \text{(VI.1, } a\text{)}$$

În ipoteza că lentila ar fi perfect transparentă, traversînd-o, același flux luminos formează imaginea $\Delta S'$, astfel încît are loc relația reciprocă:

$$d\Phi_0 = B\Delta S' \frac{\pi d^2}{4 p'^2}. \qquad \text{(VI.1, } b\text{)}$$

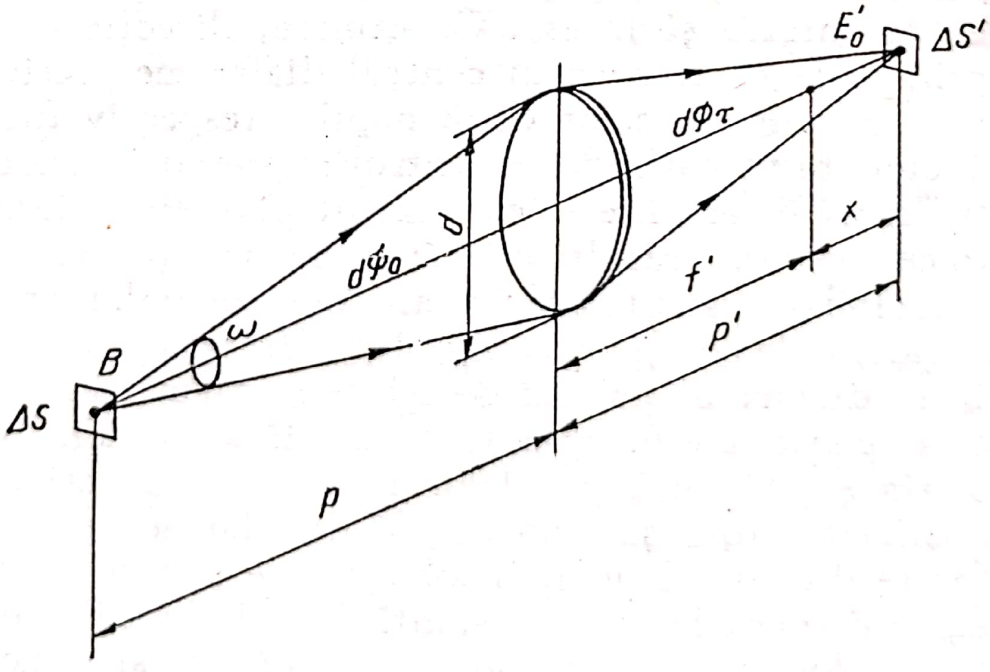


Fig. VI.3. Determinarea iluminării imaginii.

Scanned with OKEN Scanner

În realitate, datorită pierderilor de lumină prin reflexia luminii de pe suprafețele în contact cu aerul și prin absorbție, fluxul luminos $d\Phi_\tau$ transmis de sistemul optic este mai mic decît fluxul incident $d\Phi_0$, astfel încît pe baza expresiei (II.12) fluxul luminos transmis va fi:

$$d\Phi_\tau = \tau d\Phi_0 = \tau B \Delta S' \frac{\pi d^2}{4 p'^2} \qquad \text{(VI.2)}$$

unde τ este coeficientul de transmisie al sistemului.

Este evident că fluxul luminos transmis va produce pe suprafața imaginii $\Delta S'$ o iluminare:

$$E'_0 = \frac{d\Phi_\tau}{\Delta S'} = \tau B \frac{\pi d^2}{4 p'^2}, \qquad \text{(VI.3)}$$

unde: $p' = f' + x'$ este distanța de la lentilă la imagine. Exprimînd distanța extrafocală x' în funcție de distanța focală și de raportul de micșorare m, conform expresiei (IV.14, *b*), se obține:

$$p' = f' + \frac{f'}{m} = f'\left(1 + \frac{1}{m}\right) = f'\left(\frac{m+1}{m}\right).$$

Înlocuind această valoare în (IV.3) și ordonînd factorii expresiei se obține:

$$E'_0 = \frac{\pi}{4} B\tau \left(\frac{d}{f'}\right)^2 \left(\frac{m}{m+1}\right)^2. \qquad \text{(VI.4,}a\text{)}$$

În această expresie, dacă luminanța obiectului se exprimă în niți iluminarea imaginii se obține în lucși.

De aici rezultă că iluminarea imaginii în zona axei optice depinde de caracteristica fotometrică a obiectului, respectiv de luminanța B; de caracteristica fotometrică a sistemului optic, definită prin coeficientul de transmisie τ; de caracteristicile geometrice ale sistemului, exprimate prin raportul dintre diametrul pupilei de intrare d și distanța focală f', cît și de condițiile de fotografiere sau filmare, exprimate prin coeficientul de micșorare m.

Dacă obiectul se depărtează la infinit (fig. VI.4): $x' = 0$; $m = \infty$; $\frac{m}{m+1} = 1$ și expresia VI.4 devine:

$$E'_0 = \frac{\pi}{4} B\tau \left(\frac{d}{f'}\right)^2 \qquad \text{(VI.4, } b\text{)}$$

Scanned with OKEN Scanner

O interpretare superficială a sensului fizic al raportului $\frac{d}{f}$ ar conduce la concluzia eronată că într-un sistem optic pupila de intrare ar coincide cu planul principal imagine H'. Urmărind traseul razelor printr-un obiectiv, de exemplu

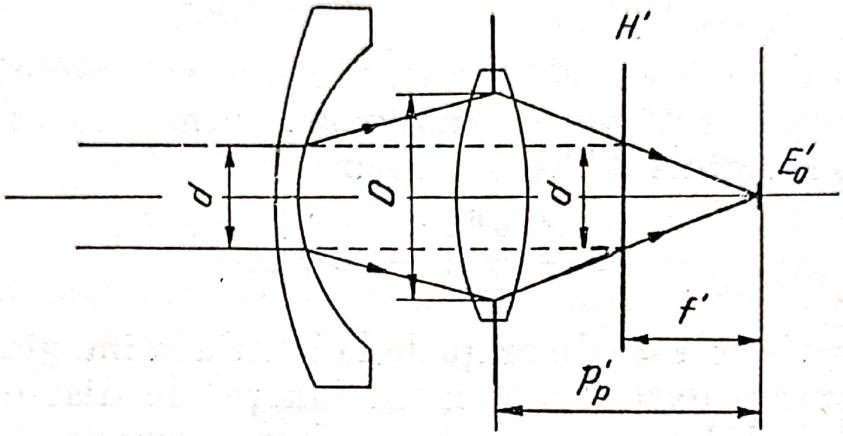


Fig. VI.4. Echivalența poziției pupilei de intrare cu poziția planului principal imagine.

printr-unul de tipul teleobiectivului inversat (fig. VI.4), se observă că pupila de intrare cu diametrul d își găsește echivalent în planul principal H':

$$\frac{D}{2p'_p} = \frac{d}{2f'} \text{ deci: } \left(\frac{d}{2f'}\right)^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{d}{f'}\right)^2,$$

ceea ce concordă cu expresiile iluminării imaginii.

3. Diafragmarea fasciculelor înclinate

Din fig. VI.5, se observă că în zona deschiderilor maxime diafragma iris limitează numai secțiunea fasciculului paralel la axa optică și a fasciculelor cu înclinații mici. Datorită lungimii sistemului, fasciculele puternic înclinate sînt limitate, în partea inferioară, de către montura lentilei frontale, iar în partea superioară, de montura lentilei dorsale. Acest fenomen de diafragmare a fasciculelor înclinate se numește *vignetare*. Este evident că vignetarea este cu atît mai accen-

tuată cu cît raportul dintre lungimea şi diametrele extreme ale sistemului este mai mare şi cu cît fasciculele incidente sînt mai înclinate. Pentru fiecare sistem optic există un anumit unghi la care apare efectul vignetării totale. Conse-

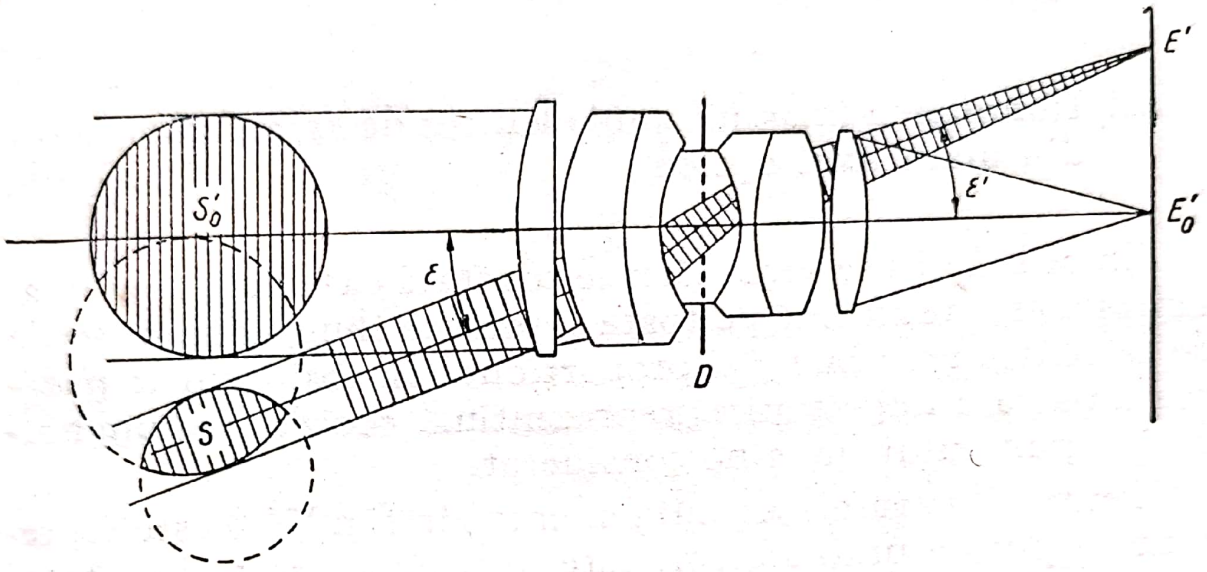


Fig. VI.5. Vignetarea fasciculelor înclinate într-un obiectiv.

cinţa vignetării este scăderea iluminării dinspre centru spre margini şi limitarea cîmpului imaginii.

Din formulele (VI.4) rezultă că iluminarea imaginii este proporţională cu suprafaţa pupilei de intrare. Dacă pentru un punct obiect situat pe axa optică pupila de intrare este de formă circulară, deci are suprafaţa maximă, pentru un punct situat în afara axei, căruia îi corespunde un fascicul înclinat vignetat, suprafaţa pupilei va fi mai mică şi de o formă caracteristică construcţiei fiecărui sistem, formată de intersecţia cercurilor corespunzătoare diametrelor lentilelor extreme (fig. VI.5).

Influenţa vignetării fasciculelor înclinate asupra iluminării imaginii în afara axei optice se caracterizează prin coeficientul de vignetare K_v, definit prin raportul dintre suprafaţa pupilei de intrare S privită sub unghiul ε' şi suprafaţa pupilei S_0 privită de pe axa optică:

$$K_v = \frac{S}{S_0} \qquad \text{(VI.5)}$$

Din figură se observă că prin închiderea diafragmei iris vignetarea scade, deoarece se elimină fasciculele marginale

supuse vignetării, şi prin aceasta repartiţia iluminării în cîmpul imaginii se îmbunătăţeşte. De exemplu, dacă diafragma este închisă pînă la limita desenată cu linie întreruptă, fasciculele în limita unghiului ε' nu sînt vignetate.

4. Iluminarea imaginii unui element de suprafaţă din afara axei optice

Chiar şi în lipsa vignetării se constată că iluminarea imaginii nu este uniformă pe toată suprafaţa iluminată, ci scade de la centru spre margini proporţional cu cosinusul la puterea a patra a unghiului ε' reprezentînd coordonata unghiulară a punctului imagine considerat.

Pentru ilustrarea acestui fenomen, în fig. VI.6 este reprezentată pupila unui sistem, care, din punct de vedere fotometric, poate fi considerată ca o sursă cu luminanţă constantă ce determină iluminarea întregului cîmp al imaginii.

În lipsa vignetării, scăderea iluminării imaginii de la centru spre margini este determinată de următorii factori:

— Conform legilor iluminării (v. expresia I.16), pentru un element de suprafaţă situat în afara axei optice iluminarea imaginii este:

$$E' = E'_0 \cos^3 \varepsilon' \qquad \text{(VI.6)}$$

— Fluxul ce iluminează imaginea într-o zonă E' este proporţional cu suprafaţa aparentă a pupilei văzută din zona respectivă. Această suprafaţă este de formă eliptică, obţinută prin proiecţia pupilei pe planul perpendicular direcţiei razei principale înclinate, respectiv: $S = S_0 \cos \varepsilon'$, deci:

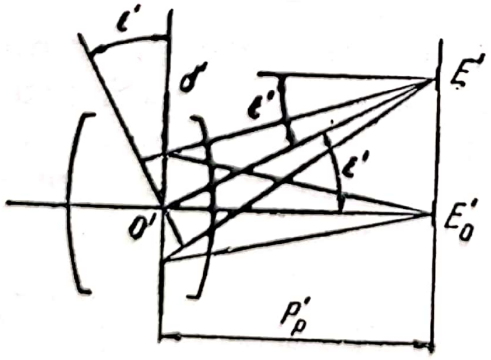


Fig. VI.6. Iluminarea imaginii în afara axei optice.

$$E' = E_0 \cos \varepsilon' \qquad \text{(VI.7)}$$

Îmbinînd expresiile (VI.6) cu (VI.7) se obţine scăderea

iluminării de la centru spre margini pentru fascicule nevignetate:

$$E' = E_0 \cos^4 \varepsilon' \qquad \text{(VI.8)}$$

O asemenea distribuție a iluminării este reprezentată grafic în fig. IX.7.

Ținînd seama și de efectul vignetării, scăderea reală a iluminării de la centru spre margini va fi mai accentuată și corespunde expresiei:

$$E' = E_0 K_v \cos^4 \varepsilon' \qquad \text{(VI.9)}$$

În concluzie, îmbinînd toți factorii care influențează iluminarea imaginii unui element de suprafață din cîmpul iluminat se ajunge la următoarea formulă generală:

$$E' = \frac{\pi}{4} B\tau \left(\frac{d}{f'}\right)^2 \left(\frac{m}{m+1}\right)^2 K_v \cos^4 \varepsilon' \qquad \text{(VI.10)}$$

5. Cîmpul și unghiul util al imaginii

După cum s-a văzut anterior, cîmpul imaginii se întinde de la axa optică pînă la limita vignetării totale a fasciculelor înclinate. Unghiul β_t ce se formează între razele ce unesc punctul principal imagine al sistemului cu marginile diametral opuse ale cîmpului imaginii se numește unghi de cuprindere al cîmpului imaginii (fig. VI.7).

Scăderea iluminării de la centrul spre marginea cîmpului imaginii fotografice produce în zonele marginale subexpuneri accentuate, practic inadmisibile. În cazul imaginilor în culori situația devine și mai critică, deoarece subexpunerile conduc și la denaturarea culorilor. Din această cauză practic se utilizează numai zona centrală a cîmpului, în limitele căreia scăderea iluminării nu depășește limitele admisibile. Este evident că pentru acest cîmp vor fi corijate și aberațiile specifice fasciculelor înclinate, cum sînt: coma, astigmatismul, curbura astigmatică, distoria și diferența cromatică de mărire.

Cîmpul imaginii în limitele căruia sub aspectul uniformității iluminării și al corijării aberațiilor satisface calitatea

Scanned with OKEN Scanner

stabilită a imaginii se numeşte cîmp util, iar unghiul β ce se formează între razele ce unesc punctul principal imagine cu marginile diametral opuse ale cîmpului util se numeşte unghi util de cuprindere al cîmpului imaginii.

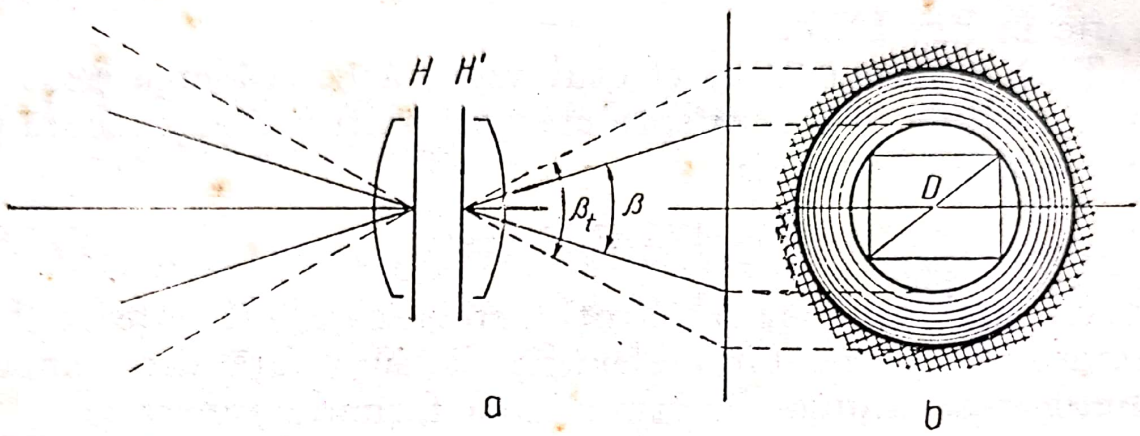


Fig. VI.7. Cîmpul şi unghiul imaginii:
β_t unghiul total; β unghiul util; *D* — diagonala fotogramei.

Este evident că orice fotogramă foto-cinematografică trebuie să se înscrie în cîmpul imaginii obiectivului, astfel încît diagonala acesteia să nu depăşească diametrul cîmpului util. De aceea, obiectivele foto-cinematografice se calculează şi se construiesc special pentru mărimi de formate corespunzătoare peliculelor fotosensibile utilizate.

Deschiderea din aparatul de luat vederi care delimitează forma fotogramei pe materialul fotosensibil se numeşte *fereastră de expunere*, aceasta constituind de fapt o diafragmă de cîmp.

Scanned with OKEN Scanner

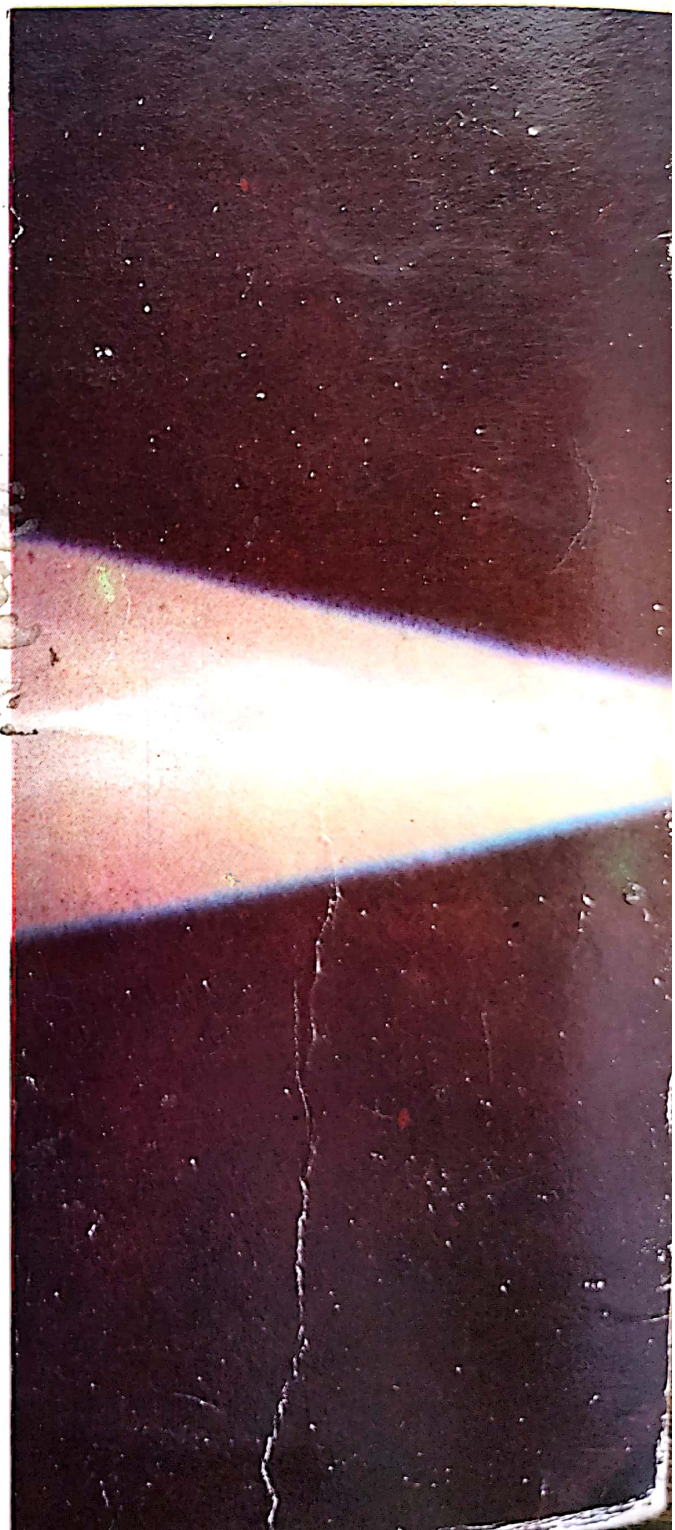
Cuprins

Capitolul I. *Introducere* 3
1. Noţiunea de imagine 3
2. Lumina 5
3. Noţiuni de fotometrie. Mărimi şi unităţi de măsură fotometrice 19
Capitolul II. *Fenomene şi legi privind propagarea luminii prin medii optice transparente şi prin suprafeţele lor de separare* 32
1. Viteza de propagare a luminii. Indicele de refracţie 33
2. Legile fundamentale ale opticii geometrice 34
3. Cantitatea de lumină reflectată de pe suprafeţe transparente 37
4. Polarizarea luminii 40
5. Absorbţia luminii 44
6. Transparenţa sistemelor optice 45
7. Dispersia luminii 46
8. Caracteristicile optice ale mediilor transparente 47
Capitolul III. *Elemente şi sisteme optice cu suprafeţe plane* 51
1. Oglinzi plane 51
2. Dioptrul plan 61
3. Lama cu feţe plan-paralele 65
4. Prisme 69
Capitolul VI. *Elemente şi sisteme optice cu suprafeţe sferice* 79
1. Dioptrul sferic 80
2. Lentile sferice 83
3. Principiile asocierii lentilelor şi a sistemelor optice cu suprafeţe sferice 97
Capitolul V. *Aberaţiile elementare ale lentilelor şi sistemelor optice cu suprafeţe sferice* 110
1. Aberaţiile monocromatice 111
2. Aberaţiile cromatice 125
3. Acţiunea simultană a aberaţiilor asupra calităţii imaginii 131
Capitolul VI. *Iluminarea imaginii* 133
1. Diafragmarea fasciculelor emise din puncte situate pe axa optică 133
2. Iluminarea imaginii unui element de suprafaţă situat pe axa optică 136
3. Diafragmarea fasciculelor înclinate 138
4. Iluminarea imaginii unui element de suprafaţă din afara axei optice 140
5. Cîmpul şi unghiul util al imaginii. 141

Scanned with OKEN Scanner

Lei 8

Editura tehnică



IN TEMATICA FOTO-FILM VOR APĂREA:

Reinhard Vogel

EXPUNEREA CORECTĂ
(trad. din lb. germană)

Eugen Iarovici

MĂESTRIA IN FOTOGRAFIE

Norbert Göpel

DEVELOPAREA
(trad. din lb. germană)

Constantin Pivniceru,
Monica Mioc

FILTRE

Scanned with OKEN Scanner